

BERICHTE
aus dem
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE
an der
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT KIEL

Nr. 237

1993

DOI 10.3289/IFM_BER_237

Konvektion im offenen Ozean
Interpretation von Beobachtungen aus der Grönlandsee
und dem westlichen Mittelmeer

von

Martin Visbeck

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden:
Institut für Meereskunde an der Universität Kiel
Regionale Ozeanographie
Düsternbrooker Weg 20
24105 Kiel, -FRG-

ISSN 0341 - 8561 -

Diese Arbeit wurde von der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Kiel als Dissertation angenommen.

Abstract

Observations of open ocean deep convection from two sites (Greenland Sea and western Mediterranean Sea) are analyzed under two major aspects: How is the water column conditioned for deep convection? And what are the space and time scales of individual convection events? The observations are time series of vertical velocity and temperature measured by moored arrays.

Convection occurs when the vertical stability of the water column is virtually zero. Usually the ocean is stratified and only the concert of a number of factors can initiate deep convection. The processes involved are heat loss, fresh water fluxes, ice growth, double diffusion, caballing, etc.. All of which have in common, that they can reduce the vertical stability. The efficiency of individual processes is significantly different for the two sites (Greenland and Mediterranean Seas). However, the heat loss from the ocean to the atmosphere is the most effective process in both regions.

The evolution of the stratification in the Greenland Sea shows three phases: The warm and relatively fresh upper layer is cooled during autumn until near freezing temperatures are found in early December (-1.9°C). Further cooling leads to new ice formation. Subsequent brine release increases the salinity of the surface layer, which reduces the stability yielding a mixed-layer deepening at a rate of about one meter per day. Entrainment of warmer and saltier water at the base of the mixed-layer increases the mixed-layer temperature and salinity and decreases the stability. In late January cooling alone can cause mixed-layer deepening and due to entrainment of warm water no ice is formed anymore. In March 1989 strong cooling initiated deep mixing down to 1500 m during ice free conditions (GSP group, 1990; Schott et al., 1993). The opening of the ice free bay '*Nordbukta*' bounded by the '*Is Odden*' to the east and the East Greenland Current pack ice to the west was investigated under the aspect: What forms the ice free bay melting or ice drift? From observations and mixed-layer simulations ice drift seems more likely than melting. Using a climatological heat flux of 150 W m^{-2} an ice export of some 5-8 mm per day was needed to reproduce the observed evolution of the thermal stratification with a one dimensional mixed-layer model.

During the following winter (1989/90) the mixed-layer was shallower than 200 m at the mooring site. Is is assumed that not enough ice was formed (and exported) during the second winter to destabilize the water column sufficiently.

In the western Mediterranean Sea the evolution of the stratification is somewhat simpler. Only heat loss and evaporation can reduce the stability. However, the observations suggest that in contrast to the Greenland Sea advection of different water masses contributes significantly to the evolution of the thermal stratification.

Observations of ongoing deep convection were first obtained in the western Mediterranean Sea by Schott and Leaman (1991) using acoustical Doppler current meter to measure vertical velocities. During a Mistral week several down-welling events of up to 12 cm s^{-1} were documented. These observations motivated theoretical studies related to convection in the open ocean. Maxworthy and Narimousa (1991) and Jones and Marshall (1993) simulated convection events and proposed fundamental scaling laws which depend on the natural Rossby number Ro_* . Only three external parameters determine the scales of individual convection cells; surface buoyancy flux, depth of convection and rate of rotation.

The second part of this report compares the observed strength and diameter of convection cells with proposed scales. Three different methods are used to estimate the size of convection cells using time series from a single mooring: a frozen structure assumption (Schott and Leaman 1991). A fit of individual velocity time series to a simple model of plume kinematics and third by a statistical approach. All methods yield convection cell diameters of some 400-1000 m for both regions. The strength of maximum down-welling was somewhat different: In the Mediterranean vertical velocities of more than 10 cm s^{-1} were observed during February 1987 and 1992. While in the Greenland Sea the largest vertical velocity ever seen was 8 cm s^{-1} during shallow convection and in 1400 m depth the maximum was only $3\text{-}4 \text{ cm s}^{-1}$. However, estimates of the buoyancy flux show weaker forcing in the Greenland Sea by a factor of ten than in the Mediterranean Sea. Consequently scaling laws predict weaker velocities which are in general agreement with the observations.

Further, one aspect on horizontal mixing and spreading of newly formed water-masses is discussed: The temperature records from intermediate depths (1500 m) show periods of enhanced temperature variance after deep convection had occurred. It is assumed, that the newly formed water masses are trapped within eddies, which encounter the moored arrays. Principally only one mooring is needed to document the convection activity in a convection region. The eddy signal of the convected water will be distributed over a large area and should be observable in the temperature records some distance away.

The experiments of the last years helped to improve the understanding of deep convection in the open ocean. Together with some modelling effort scaling laws were developed and verified. The observations and mixed-layer modelling of the thermal stratification in the Greenland Sea has enlightened important properties of the complex ocean-ice-atmosphere system. Large year to year differences suggest, that convection and deep water formation is not a 'robust' process. In the prospect of climate change and variability it is valuable to continue the convection monitoring using moored arrays.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	4
Einleitung	8
Überblick zum Kenntnisstand über Konvektion im offenen Ozean	11
I Konvektionsanregung und Schichtungsentwicklung	15
1 Theoretische Betrachtungen zur Konvektionsanregung	16
1.1 Thermodynamische Konvektionsanregung	16
1.2 Vergleich der Anregungsprozesse	20
2 Beobachtungen zur Schichtungsentwicklung	23
2.1 Die Grönlandsee	23
2.1.1 Hydrographie	25
2.1.2 Wind- und Eisverhältnisse	29
2.1.3 Vertikalgeschwindigkeiten	35
2.1.4 Temperatur-Schichtungsentwicklung	38
2.1.5 Die 'Nordbukta'	42
2.1.6 Thermohaline Betrachtungen	51
2.1.7 Zwischenjährige Variabilität	54
2.2 Das nordwestliche Mittelmeer	58
2.2.1 Meteorologische Verhältnisse	58
2.2.2 Vertikalgeschwindigkeiten	61
2.2.3 Schichtungsentwicklung	61
2.2.4 Thermohaline Betrachtungen	64
3 Eindimensionales Deckschicht-Modell	66
3.1 Deckschicht-Simulationen der winterlichen Grönlandsee	68
3.1.1 Konstante Oberflächenflüsse	69

3.1.2	ECMWF-Modell Oberflächenflüsse	72
3.2	Vergleich zwischen Modell und Beobachtungen	75
4	Diskussion zur Schichtungsentwicklung	80
II	Physik des Konvektions-Prozesses	84
5	Theoretische Betrachtung zur Konvektion im rotierenden System	85
5.1	Konvektionsregime	86
5.2	Längen- und Geschwindigkeitsskalen von Konvektionszellen	88
6	Beobachtungen von Konvektionszellen	91
6.1	Grönlandsee	91
6.1.1	Auftriebsflüsse während Konvektionsperioden	93
6.1.2	Skalen und Statistik	99
6.2	Mittelmeer	107
7	Struktur-Modell einer Konvektionszelle	119
7.1	Vertikalgeschwindigkeit	119
7.1.1	Statistik der Vertikalgeschwindigkeiten	120
7.1.2	Meßfehler der ADCPs bei 'großem' Strahlenabstand	123
7.2	Horizontalströmungen	127
7.3	Vergleich mit Beobachtungen	129
8	Diskussion zur Kinematik von Konvektionszellen	141
III	Vermischung der neu gebildeten Wassermassen	145
9	Temperaturzeitreihen aus mittleren Tiefen	146
9.1	Grönlandsee	146
9.2	Mittelmeer	149
	Schlußfolgerungen	150
	Danksagung	152
	Anhang	154
A	Akustische Doppler-Profilstrommesser	154

A.1 Das ADCP-Oberflächensignal	156
A.2 Eiserkennung	158
A.3 Die tägliche Planktonwanderung	164
B Interne Wellen	170
C Herleitung der Skalierungen von Konvektionszellen	174
Literaturverzeichnis	181

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden einige Aspekte zur Konvektion im offenen Ozean untersucht. Zwei Fragestellungen stehen dabei im Vordergrund: Wann und wodurch wird Konvektion ausgelöst? Und welche Raum- und Geschwindigkeitsskalen haben Konvektionszellen? Dazu werden Beobachtungen aus zwei Konvektionsregionen ausgewertet (Grönlandsee, westliches Mittelmeer). Die Beobachtungen bestehen im wesentlichen aus Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeit und der Temperatur, die von verankerten Instrumenten registriert wurden. Die Beobachtungsergebnisse aus beiden Konvektionsregionen werden einander gegenübergestellt und mit Modellsimulationen verglichen.

Konvektion tritt erst auf wenn die Stabilität der Wassersäule nur noch sehr klein ist. Im allgemeinen ist der Ozean stabil geschichtet, und nur das Zusammenspiel von mehreren Faktoren kann Konvektion auslösen. Die Prozesse, die dabei eine Rolle spielen könnten (Wärmefflüsse, Frischwasserflüsse, Eisbildung, Doppeldiffusion, Cabbeling, etc.) haben alle eines gemeinsam: sie können die vertikalen Dichtegradienten abbauen und somit die Stabilität der Schichtung reduzieren. Dabei ist der Wirkungsgrad der Labilisierung in den betrachteten Konvektionsregionen (Grönlandsee, Mittelmeer) von unterschiedlicher Größenordnung. In beiden Gebieten labilisiert jedoch der Wärmeaustausch mit der Atmosphäre die Schichtung am effektivsten.

Die Schichtungsentwicklung in der Grönlandsee ist durch die Wechselwirkung zwischen Atmosphäre, Eis und Ozean bestimmt. Die Labilisierung der Schichtung erfolgt in drei Phasen: Die warme und salzarme sommerliche Deckschicht wird im Herbst abgekühlt bis die Deckschichttemperatur Anfang Dezember den Gefrierpunkt (-1.9°C) erreicht. Dann setzt Eisbildung ein und ein Teil des Salzes im Eis fließt als Salzlauge in das Wasser zurück. Dieser Salzfluß erhöht die Dichte der Deckschicht. Dadurch wird die Stabilität der Schichtung reduziert und die Deckschicht kann sich langsam vertiefen (ca. 1 m Tag^{-1}). Beim Vertiefen der Deckschicht wird salzreiches und warmes (ca. -0.8°C) Atlantisches Zwischenwasser eingemischt. Der Salzgehalt nimmt also sowohl durch Eisbildung als auch durch Einmischen zu. Wenn die Stabilität nur noch gering ist, vertieft sich die Deckschicht schneller und es wird soviel warmes Wasser eingemischt, daß sich kein Eis mehr bilden kann. In der folgenden dritten Phase kann die Dichte der Deckschicht wieder durch Abkühlung alleine erhöht werden. Im Winter 1988/89 wurde während dieser eisfreien Phase Anfang März tiefreichende Vermischung bis in 1500m Tiefe bei Oberflächentemperaturen von -1.3°C beobachtet (GSP Gruppe, 1990; Schott et al.,

1993).

Der Übergang von der zweiten Phase (mit Eisbedeckung) in die dritte Phase (ohne Eis) wird am Beispiel des Winters 1988/89 eingehender betrachtet. Dabei ist die Bildung der eisfreien 'Nordbukta' ein schon seit langem beobachtetes Phänomen (Vinje, 1977). Zurück bleibt die darum herum liegende Eiszunge, der 'Is Odden' (Nansen, 1906). Die umstrittene Frage dabei ist: Wird die 'Nordbukta' durch Eisschmelze oder Eisdrift gebildet?

Die beobachtete Deckschichttemperaturentwicklung im Winter 1988/89 gab keinen Hinweis auf eine kräftige Eisschmelze als sich die 'Nordbukta' Mitte Januar öffnete. Möglicherweise wurde ein Teil des neu gebildeten Eises exportiert. Windgetriebene Eisdrift nach Südwesten kann eine Flußdivergenz von Eis (Eisexport) bewirken, da im Nordosten der Grönlandsee weniger Eis als im Südwesten beobachtet wurde. Sowohl die klimatologische Bodenluftdruckverteilung als auch die, mit Doppler-Profilstrommessern (ADCPs) von unterhalb der Wasseroberfläche beobachteten Eisdriften sind konsistent mit einem südwärtigen Mittel der Winde über der Grönlandsee.

Mit Hilfe eines Deckschichtmodells für die winterliche Grönlandsee wird der Einfluß des Eisexportes auf die Schichtungsentwicklung untersucht. Bei einem mittleren 'klimatologischen' Wärmeverlust von 150 W m^{-2} konnte die beobachtete Temperaturschichtungsentwicklung und Eisbedeckung in der zentralen Grönlandsee ('Nordbukta'-Region) nur bei einem Eisexport von $5\text{-}8 \text{ mm Tag}^{-1}$ zufriedenstellend reproduziert werden.

Einen Eindruck von zwischenjähriger Variabilität in der Schichtungsentwicklung geben die Temperaturmessungen des folgenden Winters (Grönlandsee-Monitoring-Station). Im Winter 1989/90 erreichte die Deckschicht im Zentrum der Grönlandsee maximal 200m Tiefe. Die Eisbedeckung war geringer und es traten öfter eisfreie Perioden auf als im Winter zuvor. Die Entwicklung der Eisbedeckung und die anhaltend kalten Deckschichttemperaturen lassen vermuten, daß nicht genügend Eis gebildet (und exportiert) wurde, um die Stabilität der Schichtung soweit zu reduzieren, daß Konvektion auftreten konnte.

Im westlichen Mittelmeer ist die Schichtungsentwicklung weniger komplex. Prinzipiell kann dort sowohl Verdunstung als auch Abkühlung die Stabilität reduzieren. Die Zeitreihen der Temperaturschichtung aus dem Winter 1991/92 zeigten allerdings auch Veränderungen, die nicht durch eindimensionale Deckschichtphysik allein erklärbar sind. Es ist anzunehmen, daß dort im Gegensatz zur Grönlandsee die Advektion von Wassermassen einen stärkeren Einfluß auf die Schichtungsentwicklung hatte.

Wenn die Stabilität der Wassersäule weitgehend abgebaut ist, können (negative) Auftriebsflüsse an der Oberfläche tiefreichende Konvektionszellen auslösen. Im westlichen Mittelmeer wurden im Winter 1987 erstmals energiereiche Konvektionsereignisse mit Hilfe von verankerten akustischen Doppler-Profilstrommessern (ADCPs) beobachtet (Schott und Leanman, 1991). Bei kalten Winden (Mistral) konnten Abwärtsbewegungen von $10 \text{ bis } 15 \text{ cm s}^{-1}$

über einige Stunden registriert werden. Diese Beobachtungen motivierten theoretische Arbeiten zur Konvektion im offenen Ozean. Maxworthy und Narimousa (1991) und Jones und Marshall (1993) haben dazu Konvektionsregime in Laborexperimenten und numerischen Modellen untersucht. Ein wesentliches Ergebnis der Studien war die 'natürliche' Rossbyzahl Ro_* , die die Bedeutung der Rotation bei Konvektion beschreibt. Es zeigte sich, daß die Längen- und Geschwindigkeitsskalen von Konvektionszellen mit der Rossbyzahl verbunden sind. Alle Größen hängen nur von drei 'äußeren' Parametern ab: Auftriebsfluß, Konvektionstiefe und Rotation. Im zweiten Teil der Arbeit werden die beobachteten Durchmesser von Konvektionszellen und deren Vertikalgeschwindigkeiten mit den theoretischen Skalen verglichen.

Der Durchmesser von Konvektionszellen wird mit drei unterschiedlichen Methoden aus beobachteten Geschwindigkeitszeitreihen abgeleitet. Mit der Annahme, daß die Konvektionszellen als 'festgefrorene' Strukturen durch eine mittlere Strömung an der Verankerung vorbeigetrieben werden, läßt sich aus der Zeitdauer der Abwärtsbewegung und der mittleren Advektionsgeschwindigkeit ein 'Durchmesser' von Konvektionszellen angeben (Schott und Leaman, 1991).

Ergänzend dazu wird hier ein simples kinematisches Konvektionsmodell an die beobachteten Zeitreihen der Vertikal- und Horizontalgeschwindigkeiten angepaßt, um damit eine verbesserte Schätzung des Konvektionszellendurchmessers zu erhalten. Die dritte Methode arbeitet mit dem Abstand der Schallstrahlen des ADCP. Mit Hilfe eines Modells der Vertikalgeschwindigkeit von kreisförmigen Konvektionszellen wird gezeigt, daß aus dem Verhältnis von Vertikal- zu Fehlergeschwindigkeitsvarianz¹ ein 'statistischer' Konvektionszellendurchmesser abgeleitet werden kann. Alle drei Methoden ergeben ähnliche Konvektionszellendurchmesser zwischen 400 und 1000 m in beiden Konvektionsregionen.

Im Gegensatz zu dem Konvektionszellendurchmesser zeigten die Vertikalbewegungen einen deutlichen Unterschied zwischen den Konvektionsregionen: Im Mittelmeer wurden sowohl im Februar 1987 als auch im Winter 1992 maximale Vertikalgeschwindigkeiten von mehr als 10 cm s^{-1} beobachtet. In der Grönlandsee war das absolute Maximum 8 cm s^{-1} und die tieferreichenden Konvektionszellen hatten nur Vertikalgeschwindigkeiten von $3\text{-}4 \text{ cm s}^{-1}$. Der Grund dafür liegt vermutlich in dem unterschiedlich starken Auftriebsfluß.

Die Größenordnung der Auftriebsflüsse während der Konvektionsperioden lassen sich aus den beobachteten meteorologischen Parametern, ergänzt durch Wettervorhersagemodelle, abschätzen. Der Gesamtwärmefluß war in beiden Konvektionsregionen ca. 450 W m^{-2} . Die daraus abgeleiteten Auftriebsflüsse sind allerdings im Mittelmeer ($5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$) um eine Größenordnung stärker als in der Grönlandsee ($5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$), wo die kalten Wassertemperaturen die thermische Kompressibilität stark reduzieren.

Zusammen mit den Konvektionstiefen läßt sich die Größenordnung der 'natürlichen' Rossbyzahl Ro_* für die unterschiedlichen Konvektionsphasen und -gebiete angeben. Es zeigt

¹Die Fehlergeschwindigkeit entsteht durch die überbestimmte Transformation von den vier Dopplergeschwindigkeiten in Strahlenrichtung auf die drei Geschwindigkeitskomponenten (U,V,W). Sie ist ein Maß für die Konsistenz der Dopplergeschwindigkeiten und ist bei Meßfehler oder Stromscherung erhöht.

sich, daß die daraus abgeleiteten Skalierungen der Konvektionszellendurchmesser und Vertikalgeschwindigkeiten in genereller Übereinstimmung mit den Beobachtungen stehen.

Zur Vermischung der neu gebildeten Wassermassen wird nur ein Aspekt betrachtet: Temperaturzeitreihen aus mittleren Tiefen zeigten eine langanhaltende Varianz im Anschluß an Konvektionsereignisse, die in der Grönlandsee 3 Monate betrug. Möglicherweise wurden die Temperatursignale von Instabilitätswirbeln verursacht, die 'neues' Wasser im Inneren enthalten. Diese Wirbel können die Bildungsregion verlassen und 'exportieren' dadurch ein Konvektionssignal wie z.B. kalte Temperaturen in der Grönlandsee. Folglich sollte eine einzige Station in der Nähe der Bildungsregion ausreichen, um die Konvektionsaktivität eines Winters zu dokumentieren.

Die Experimente der letzten Jahre haben geholfen, einige Fragen zur Konvektion im offenen Ozean zu beantworten: Zusammen mit Modellanalysen konnten grundlegende Skalen bei Konvektion im offenen Ozean erarbeitet werden. Die Beobachtung der Schichtungsentwicklung in der Grönlandsee hat Einblicke in die komplexe Wechselwirkung zwischen Atmosphäre, Eis und Ozean ermöglicht. Die deutliche Variation zwischen den beiden bisher analysierten Wintern zeigte, daß die Konvektion in der Grönlandsee kein sehr 'robuster' Prozeß ist. Im Hinblick auf Klimaforschung ist es wichtig, diese Variationen der Konvektionsanregung und die daraus resultierende Konvektionsaktivität weiterhin zu verfolgen.

Einleitung

Konvektion im offenen Ozean bedeutet Absinken von Wassermassen aus oberflächennahen Schichten in mittlere und bodennahe Tiefen. Normalerweise ist der Ozean stabil geschichtet, d.h. daß sich das leichte (warme und/oder salzarme) Wasser über dem dichteren (kalten und/oder salzreichen) Wasser befindet. Nur besondere Umstände bewirken eine instabile Schichtung, bei der Wasser von oben nach unten gelangen kann. Dabei wird das Wasser aus größeren Tiefen mit dem der Oberfläche vermischt und es entsteht 'neues' Tiefenwasser mit veränderten Wassermasseneigenschaften. Tiefenwasserbildung kommt auch in Schelfgebieten vor (Killworth, 1983): Hierbei wird dichteres Wasser auf dem flachen Schelf erzeugt und fließt den Schelfabhang herunter bis es den Boden erreicht hat oder nicht mehr dichter ist als die umliegenden Wassermassen.

Tiefenwasserbildung im offenen Ozean findet nur in kleinen Regionen in den Subpolargebieten beider Hemisphären statt (Killworth, 1983): Grönlandsee (Carmack und Aagaard, 1973; Clarke et al., 1990; GSP group, 1990), Labradorsee (Lazier, 1973; Clarke und Gascard, 1983; Gascard und Clarke, 1983) und Weddellsee (Gill, 1973; Gordon, 1978; Bersch, 1988). Weiterhin gibt es Tiefenwasserbildung in Randmeeren außerhalb der polaren und subpolaren Zonen wie z.B. im nordwestlichen Mittelmeer (MEDOC Gruppe, 1970).

Die Untersuchung der Tiefenwasserbildung in den Subpolargebieten ist durch die Rolle des Tiefenwassers im Klimasystem der Erde motiviert. Zwei Effekte sind dabei von Bedeutung: erstens der meridionale Wärmetransport und zweitens der Gasaustausch mit der Atmosphäre. Das Tiefenwasser der Ozeane hat nur in den Konvektionsgebieten direkten Kontakt mit der Atmosphäre. Dort können Spuren- und Schadstoffe, aber auch gelöste Gase (z.B. Sauerstoff, CO_2 , etc.) von den oberflächennahen Wasserschichten in den tiefen Ozean gemischt und durch die Tiefenzirkulation horizontal weitertransportiert werden. Weiterhin ist die Tiefenwasserbildung Teil der meridionalen (nordsüdwardigen) thermohalinen Zirkulation: Dabei wird im Nordatlantik warmes (salzreiches) Oberflächenwasser nach Norden und kaltes (salzarmes) Tiefenwasser nach Süden transportiert. Dieser nordwärtige Wärmetransport erwärmt die Luftmassen der Westwindzone auf dem Weg über den Atlantik nach Europa. Dadurch entsteht in Europa das Klima der vergleichsweise milden Winter im Gegensatz zu anderen Klimazonen auf gleicher Breite (z.B. Labrador, Sibirien aber auch Alaska, da es keine entsprechende Tiefenwasserbildung im Pazifik gibt).

Häufigkeit, Stärke und Variabilität der Tiefenwasserbildung sind wichtig für das Verständnis der thermohalinen Zirkulation und ihrer Variation (Broecker et al, 1985; Manabe und Stouffer, 1988; Marotzke, 1990). Es gibt aus geologischen und geochemischen Befunden (z.B aus Eiskernen oder Sedimentablagerungen) Anhaltspunkte dafür, daß die generelle Erwärmungsphase seit der letzten Eiszeit vor ca. 15.000 Jahren durch eine kurze Kaltphase von 50 bis 200 Jahren unterbrochen wurde. Dieses letzte große Zurückfallen in einen eiszeitlichen Zustand ist unter dem Namen 'Jüngere Dryas' bekannt und könnte durch eine veränderte thermohaline Zirkulation verursacht worden sein (Broecker et al. 1988). Modellsimulationen (Maier-Reimer und Mikolajewicz, 1989) zeigten, daß eine verringerte Tiefenwasserbildung im Nordatlantik durch vermehrte Schmelzwasserzufuhr verursacht sein könnte, die damals durch das Abschmelzen des Laurentidischen Festlandeises hervorgerufen wurde. Im Modell 'kippte' die thermohaline Zirkulation innerhalb kurzer Zeit in ein anderes Gleichgewicht ohne Tiefenwasserbildung im Nordatlantik. Es dauerte je nach Stärke und Region des Süßwassereintrags 50 bis 300 Jahre und die thermohaline Zirkulation zu stoppen. Als Folge des ausbleibenden nordwärtigen Wärmetransports könnte das eiszeitliche Klima in Europa entstanden sein, wofür Anzeichen in den Eiskernmessungen und Sedimentablagerungen gefunden wurden.

Es ist bisher nicht nachvollziehbar, wie der Ozean vom eiszeitlichen Zustand, ohne ausgeprägte Konvektion und thermohaline Zirkulation im Nordatlantik, in den 'normalen' (heutigen) Zustand zurückkommt. Möglicherweise bewirken diffusive Prozesse einen Salztransport in die subpolaren Regionen, wo dann die thermohaline Zirkulation langsam wieder einsetzt. Auch die Meereisentwicklung könnte dabei eine entscheidende Rolle spielen.

In der heutigen Zeit sind keine drastischen Frischwassereinträge durch schmelzende Eisschilde zu erwarten. Dennoch stellt sich die Frage, ob schon leichte regionale Klimaveränderungen die Konvektionsaktivität verändern und damit die thermohaline Zirkulation stören könnten. Würde letztere in ein anderes Gleichgewicht umschlagen, so könnte innerhalb von einigen Jahrzehnten eine drastische Klimaveränderung die Folge sein. Um zu beurteilen, ob die Tiefenwasserbildung ein 'robuster' Prozeß ist, muß die Physik der Konvektion im offenen Ozean verstanden werden.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Nach einem Überblick zum Kenntnisstand über Konvektion im offenen Ozean wird die Konvektionsanregung und Schichtungsentwicklung betrachtet (Teil I). Dazu werden thermodynamische Prozesse vorgestellt, die zu Instabilitäten führen, und es wird deren Bedeutung in verschiedenen Konvektionsregionen abgeschätzt (Kapitel 1). Es folgt eine Beschreibung der beobachteten Schichtungsentwicklung in der Grönlandsee und im westlichen Mittelmeer (Kapitel 2). Mit Hilfe eines Deckschicht-Modells konnte die Schichtungsentwicklung der Grönlandsee bei unterschiedlichen Randbedingungen simuliert werden (Kapitel 3). Eine Diskussion (Kapitel 4) über die thermohalinen Voraussetzungen für tiefreichende Konvektion schließt den ersten Teil der Arbeit ab.

Der zweite Teil befaßt sich mit der Physik des eigentlichen Konvektionsprozesses. Dazu

werden theoretische Aspekte zur Dynamik von Konvektion im rotierenden System vorgestellt (Kapitel 5). Nach der Beschreibung der beobachteten Kinematik von Konvektionszellen (Kapitel 6) werden die Horizontalskalen von Konvektionszellen durch Vergleich zwischen einem einfachen Modell einer Konvektionszelle und Beobachtungen abgeleitet (Kapitel 7). Es folgt eine Diskussion über die Skalen und statistische Eigenschaften von Konvektionszellen (Kapitel 8).

Im dritten Teil wird ein Aspekt der horizontalen Vermischung anhand von Zeitserien der Temperatur aus mittleren Tiefen diskutiert (Kapitel 9). Im Anhang befinden sich Anmerkungen zu Beobachtungsmethoden sowie eine mögliche Herleitung der Skalen in Konvektionsregionen.

Überblick zum Kenntnisstand über Konvektion im offenen Ozean

Konvektion im Ozean wurde schon früh im Zusammenhang mit der Tiefenzirkulation der Ozeane erwähnt. Rumford (1797; aus Warren, 1981) schreibt dazu:

But if the water of the ocean, which, on being deprived of a great part of its heat by cold winds, descends to the bottom of the sea, cannot be warmed *where it descends*, as its specific gravity is greater than that of water at the same depth in warmer latitudes, it will immediately begin to spread on the bottom of the sea, and to flow towards the equator, and this must necessarily produce a current at the surface in an opposite direction.

Später im neunzehnten Jahrhundert verbreitete Humboldt (1845) das Konzept von Tiefenströmungen, die von den Polarregionen äquatorwärts fließen. Die Tiefenwasserbildung in der Grönlandsee wurde erstmals von Nansen (1906) beschrieben, allerdings glaubte man damals nicht an einen signifikanten Transport von neugebildetem Tiefen- bzw. Zwischenwasser über die Dänemarkstraße in das Nordatlantische Becken. Erst in den fünfziger Jahren (z.B. Dietrich, 1956) wurden die 'Überströmungen' neu vermessen und in Zusammenhang mit der Bildung und Ausbreitung des Nordatlantischen Tiefenwassers gebracht.

Die Menge und Variabilität der Tiefenwassererneuerung läßt sich z.B. aus Spurenstoffanalysen (Smethie et al., 1986; Heinze et al., 1990; Schlosser et al., 1991; Rhein, 1991) abschätzen. Der Prozeß der Wassermassenbildung selbst ist aber noch nicht vollständig verstanden und wird kontrovers diskutiert (Clarke et al., 1990): zwei prinzipiell verschiedene Mechanismen der Tiefenwasserbildung im offenen Ozean sind denkbar: **Doppeldiffusion** (McDougall, 1983; Carmack und Aagaard, 1973) und **Konvektion** (z.B. Killworth, 1979; Aagaard et al., 1985; Rudels, 1990). Bei der doppeldiffusiven Wassermassenbildung findet nur Vermischung an der oberen und unteren Grenzschicht des Zwischenwassers statt. Bei Konvektion erfolgt ein direkter Austausch von der Oberfläche bis in größere Tiefen. Bis zum Ende der 80iger Jahre gab es keine Beobachtungshinweise auf Konvektionsereignisse in der Grönlandsee (z.B. tief durchmischte hydrographische Stationen). Deshalb wurde angenommen, daß das Tiefenwasser dort im wesentlichen durch Doppeldiffusion gebildet wird. Im Winter 1987/88 beobachteten Rudels et al. (1989) erstmals eine Station mit fast homogenen Wassermassen bis in mittlere Tiefen

(~ 1500m) in der Grönlandsee. Auch im folgenden Winter 1988/89 wurden Fragmente von Konvektion beobachtet (GSP Gruppe, 1990; Rhein, 1991).

Vergleicht man die Regionen der Tiefenwasserbildung² untereinander, so finden sich auffällige Gemeinsamkeiten (Killworth, 1983). Überall gibt es eine großräumige zyklonale Zirkulation, die durch die Aufwölbung der Isodensen die potentielle Stabilität der Wassersäule im Zentrum reduziert. Es existiert eine Zwischenwasserschicht, die relativ salzreich und warm ist. Weiterhin destabilisieren Abkühlung und/oder Verdunstung die Wassersäule über mehrere Monate hinweg bis sie nur noch schwach geschichtet ist.

Konvektion im nordwestlichen Mittelmeer wurde Anfang der sechziger Jahre im Rahmen des internationalen MEDOC Experiments 1969, 1970, 1972 systematisch untersucht. In einer Reihe von Arbeiten (Anati, 1970; MEDOC Gruppe, 1970; Stommel 1972; Sankey, 1973; Swallow und Caston, 1973; Killworth, 1976; Gascard, 1978) wurden 3 Phasen der Tiefenwasserbildung unterschieden: die Vorbereitungsphase (engl. *'preconditioning'*), die eigentliche vertikale Vermischung (engl. *'violent mixing'*) und das Absinken und Ausbreiten des erneuerten Tiefenwassers (engl. *'sinking and spreading'*).

- **Preconditioning:** Die Vorbereitungsphase besteht aus thermodynamischen und dynamischen Komponenten.

- Die zyklonale Zirkulation hebt die Isodensen im Zentrum des 200 km breiten Wirbels an und verringert damit die potentielle Stabilität der Schichtung. Die Dicke der Deckschicht und des Zwischenwassers haben im Zentrum ein Minimum. Deshalb kann dort die Schichtung am leichtesten durch Oberflächenauftriebsflüsse durchbrochen werden. Über die Entstehung des zyklonalen Zirkulationssystems im westlichen Mittelmeer gibt es verschiedene Auffassungen: Entlang der Küste findet man eine westsetzende Strömung, den Liguro-Provencional Strom, der den Nordwestteil des Wirbelsystems darstellt. Weiterhin befindet sich am Ausgang des Rhonetals ein topographischer Rücken (*'Rhone fan'*), der dort möglicherweise einen bodentopographisch geführten permanenten zyklonalen Wirbel erzeugt (Hogg, 1973). Andererseits treten auch durch die tiefe Vermischung selber horizontale Dichtegradienten auf, die mit dichterem Wasser im Zentrum eine zyklonale Zirkulation um das Gebiet herum anregen (Madec et al., 1990).
- Der Golf von Lyon ist durch seine orographische Lage besonders starken Wärmequellen ausgesetzt: Katabatische Winde, die entweder das Rhonetal hinab (*Mistral*) oder von den Pyrenäen her (*Tramontane*) über den Golf von Lyon wehen, erzeugen dort starke Abkühlung über dem Ozean. Damit kann die Dichte des Oberflächenwassers erhöht und die Stabilität der Schichtung reduziert werden.

²Grönlandsee, Labradorsee, Weddellsee und Mittelmeer

- **Violent Mixing:** Starke Auftriebsflüsse, die durch kalte Mistral-Winde ausgelöst wurden, bewirken heftige Vermischung wenn die Stabilität der Wassersäule gering ist. Hydrographische Stationen aus dem Zentrum der Konvektionsregion zeigten tiefreichende homogene Wassermassen im Februar (z.B., Sankey, 1973). Messungen mit auftriebslosen rotierenden Driftern in 800 m Tiefe zeigten Vertikalgeschwindigkeiten der Auf- und Abwärtsbewegungen von einigen cm s^{-1} (Voorhis und Webb, 1970; Stommel et al., 1971). Die Größe des durchmischten Gebietes variierte von Jahr zu Jahr mit Durchmessern zwischen 30 und 100 km (Leaman und Schott, 1991).
- **Sinking and Spreading:** Die Ausbreitung des 'neu' gebildeten Tiefenwassers erfolgt durch eine Reihe von Prozessen. Horizontale Gradienten im Zentrum der Konvektionsregion bewirken z.B. kleinskalige Intrusionen (Sankey, 1973). Das eigentliche 'Aufbrechen' des Gebietes von neuem Tiefenwasser ('chimney') erfolgt durch barokline Instabilitäten an der Wassermassengrenze (Gascard, 1973; 1978). Wirbel können sich ausbilden, deren schweres Wasser im Inneren langsam absinkt. Durch die Propagation der Wirbel kann das 'neue' Tiefenwasser die Konvektionsregion verlassen.

Die frühen MEDOC-Experimente zeigten die Existenz einer Region mit vertikal durchmischten Wassermasseneigenschaften. Dem Gebiet wurde der etwas unglückliche Name '*chimney*' gegeben. Er suggeriert ein Konzept mit heftigen Abwärtsbewegungen im Zentrum, Einstrom an der Oberfläche und Ausstrom in der Tiefe. Die heutige Vorstellung geht eher davon aus, daß das Wasser im Inneren der Konvektionsregion durch kleine Konvektionszellen '*plumes*' nur vermischt wird (z.B. Send und Marshall, 1993). Der Vermischungsprozeß durch solche Konvektionszellen konnte mit der damaligen Meßtechnik nicht gut untersucht werden.

Neuere Messungen mit verankerbaren akustischen Strömungsmessern (ADCPs) zeigten während starker Mistral-Winde im durchmischten Gebiet Abwärtsbewegungen von mehr als 10 cm s^{-1} (Schott und Leaman, 1991) von einigen Stunden Dauer. Die kinematischen Eigenschaften von Konvektion im offenen Ozean konnten damit erstmals direkt beobachtet werden. Es wurden viele Absinkbewegungen beobachtet. Schott und Leaman (1991) zeigten, daß Konvektionszellen mit einem Durchmesser von ca. 1 km im durchmischten Gebiet während der Mistral-Woche vorhanden waren.

Diese Beobachtungen motivierten eingehendere theoretische Studien. Skalen von Konvektion im offenen Ozean wurden daraufhin ausgearbeitet und mit Laborexperimenten (Maxworthy und Narimousa, 1991) und numerischer nicht-hydrostatischer Modellierung (Jones und Marshall, 1993) verglichen. Alle Studien zeigten, daß bei schwacher Schichtung Konvektionszellen auftreten, die im Ozean einen Durchmesser von weniger als 1 km haben müßten.

Die Destabilisierung der Wassersäule und die Anregung von Konvektion sind besonders in den polaren Regionen kompliziert. Dort bestimmt eine komplexe Wechselwirkung zwischen Ozean, Eis und Atmosphäre die Schichtungsentwicklung. Unterschiedliche Szenarien

der Konvektionsanregung werden diskutiert: Konvektion unter dem Eis wäre bei Neueisbildung denkbar, da die ausgefällte Salzlauge die Oberflächendichte erhöht (Rudels, 1990). Eine dicke Eisschicht isoliert allerdings den Ozean von der Atmosphäre und verkleinert dadurch die Wärme Flüsse. Häkkinen (1987, 1992) zeigte, daß Konvektion auch an der Eiskante durch Eiskantenauftrieb begünstigt werden kann. Der Auftrieb erfolgt durch Ekmantransportdivergenzen, die wiederum durch unterschiedlich starke Windreibung über Wasser und Eis bedingt werden. Das warme und salzreiche Zwischenwasser kann somit in Kontakt mit der Oberfläche kommen und möglicherweise dicht genug werden, um Konvektion auszulösen.

In dieser Arbeit wird die Eisdrift als wichtiger Prozeß für die Labilisierung der Wassersäule angesehen. Eisexport aus der Konvektionsregion kann die Oberflächendichte erhöhen, da das bei der Eisbildung ausgefällte Salz zurückbleibt.

Teil I

Konvektionsanregung und Schichtungsentwicklung

Kapitel 1

Theoretische Betrachtungen zur Konvektionsanregung

Bevor die Beobachtungen vorgestellt werden, soll hier ein allgemeiner Überblick über mögliche Anregungsmechanismen gegeben werden. Die Konvektion läßt sich hinsichtlich der anregenden Prozesse in zwei Hauptgruppen unterteilen (Chu, 1991): *thermodynamisch* und *dynamisch* angeregte Konvektion.

Thermodynamische Prozesse können dichteres Wasser über weniger dichtem erzeugen, womit die Schichtung instabil wird und Konvektion ermöglicht wird. Solche Prozesse wären z.B.: Oberflächenflüsse, Doppeldiffusion, thermobarische Instabilität, Cabbeling oder Scherungsinstabilität.

Dynamische Prozesse können auch zur Konvektion beitragen, indem sie vertikale Zirkulation (Konvektionszellen) anregen: z.B. Kelvin-Helmholtz Instabilitäten, barokline Instabilitäten, Zentrifugalinstabilität und symmetrische Instabilität. Im Rahmen dieser Arbeit werden nur die thermodynamisch angeregten Instabilitäten betrachtet.

1.1 Thermodynamische Konvektionsanregung

Analog zu der Arbeit von Chu (1991) werden hier Prozesse vorgestellt, die durch thermodynamische Vorgänge vertikale Instabilitäten hervorrufen können. Eine notwendige Bedingung für Instabilitäten ist ein positiver vertikaler Dichtegradient, d.h. das dichtere Wasser über weniger dichtem liegt:

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} > 0 .$$

Die Zustandsgleichung für Meerwasser in linearisierter Form ist gegeben durch:

$$\rho = \rho_0 [1 - \alpha(\Theta - \Theta_0) + \beta(S - S_0)] , \quad (1.1)$$

wobei Θ_0, S_0 und ρ_0 die Bezugstemperatur, -salzgehalt und -dichte sind. Der thermische (α) und haline Ausdehnungskoeffizient (β) sind definiert durch:

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial \Theta} \Big|_{S,P} \\ \beta &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial S} \Big|_{\Theta,P},\end{aligned}\quad (1.2)$$

wobei α und β Funktionen von Θ, S und Druck P sind.

Die Stabilität der Wassersäule wird durch die Brunt-Väisälä Frequenz beschrieben:

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} = g \frac{\partial}{\partial z} [\alpha(\Theta - \Theta_0) - \beta(S - S_0)], \quad (1.3)$$

wobei die Schichtung instabil ist, wenn das Quadrat der Brunt-Väisälä Frequenz kleiner als Null wird.

$$N^2 < 0$$

Da im allgemeinen die Wassersäule stabil geschichtet ist, gilt es zunächst einmal, Prozesse zu untersuchen, die die Stabilität verringern, also:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N^2}{g} \right) < 0$$

Wird hier N^2 durch Gleichung (1.3) ersetzt, so erhält man:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N^2}{g} \right) &= \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(\alpha \frac{\partial \Theta}{\partial t} - \beta \frac{\partial S}{\partial t} \right) + (\Theta - \Theta_0) \left[\frac{\partial \alpha}{\partial \Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial t} + \frac{\partial \alpha}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial \alpha}{\partial P} \frac{\partial P}{\partial t} \right] - \right. \\ &\quad \left. - (S - S_0) \left[\frac{\partial \beta}{\partial \Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial t} + \frac{\partial \beta}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial \beta}{\partial P} \frac{\partial P}{\partial t} \right] \right\} < 0\end{aligned}\quad (1.4)$$

Zusammen mit dem ersten Gesetz der Thermodynamik und der Erhaltung von Partialmassen erhält man Erhaltungsgleichungen für Wärme und Salz.

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = A_\Theta + M_\Theta + \frac{\partial D_T}{\partial z} \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = A_S + M_S + \frac{\partial D_S}{\partial z}, \quad (1.6)$$

wobei

$$A_\Theta = -\mathbf{u} \cdot \nabla \Theta, \quad A_S = -\mathbf{u} \cdot \nabla S$$

die dreidimensionale Advektion von Temperatur und Salz beschreibt und

$$M_\Theta = \nabla_h(\nu_h \nabla_h \Theta) + \frac{\partial F_\Theta}{\partial z}, \quad M_S = \nabla_h(\nu_h \nabla_h S) + \frac{\partial F_S}{\partial z}$$

die Divergenz der Temperatur- und Salzflüsse. F_Θ und F_S sind die aufwärtsgerichteten turbulenten Wärme- bzw. Salzflüsse, und ν_h ist der horizontale Austauschkoeffizient. Doppeldiffusive Wärme- und Salzflüsse sind mit D_T bzw. D_S bezeichnet und werden noch näher definiert. Beim vertikalen Austausch wird hier zwischen molekular angeregten doppeldiffusiven Flüssen und dem turbulenten Austausch von Eigenschaften unterschieden.

Aus Gleichung (1.4 - 1.5) erhält man für die Labilisierung der Schichtung folgende Beziehung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N^2}{g} \right) = G_1 + G_2 + G_3 + G_4 + G_5 < 0 .$$

Die Terme G_{1-5} stehen für verschiedene thermodynamische Destabilisierungsprozesse der Wassersäule: Auftriebsflußdivergenzen, Scherungsinstabilität, Doppeldiffusion, thermobarische Instabilität und Cabbeling.

Flußdivergenzen: Auftriebsflußdivergenzen können die Stabilität der Schichtung reduzieren, wenn folgende Bedingung erfüllt ist:

$$G_1 = \frac{\partial}{\partial z} (\alpha M_\Theta - \beta M_S) < 0 \quad (1.7)$$

Der turbulente horizontale Auftriebsfluß ist dabei wegen des schlecht bestimmbareren Austauschkoefizienten schwer abzuschätzen. Wird nur die vertikale Auftriebsflußdivergenz betrachtet, so ergibt sich eine vereinfachte Form. Mit der Annahme, daß es keine Wärme- und Salzquellen bzw. -senken im Inneren gibt, gilt:

$$G_1 \simeq - \frac{(\alpha F_\Theta - \beta F_S)|_{z=0}}{h^2} < 0 . \quad (1.8)$$

Dadurch wird die Destabilisierung der Wassersäule durch (negative) Auftriebsflüsse an der Meeresoberfläche beschrieben. Die Tiefenskala h ist in diesem Konzept die Dicke der Deckschicht.

Scherungsinstabilität: Die Scherungsinstabilität resultiert aus unterschiedlicher Advektion in verschiedenen Tiefen und wird durch vertikale Scherung der Horizontalgeschwindigkeiten erzeugt.

$$G_2 = \frac{\partial}{\partial z} (\alpha A_\Theta - \beta A_S) < 0 \quad (1.9)$$

Dieser Prozeß ist besonders in der Atmosphäre wichtig, wo Konvektion entlang der Kaltfront eines Tiefdrucksystems durch das Aufgleiten von kalten Luftmassen über wärmerer Luft am Boden entsteht. Die Bedeutung von Scherungsinstabilität im Ozean läßt sich schwer abschätzen.

Doppeldiffusion: Doppeldiffusive Instabilität entsteht unter folgender Voraussetzung:

$$G_3 = \frac{\partial}{\partial z} \left(\beta \frac{\partial D_S}{\partial z} - \alpha \frac{\partial D_T}{\partial z} \right) < 0 . \quad (1.10)$$

Bei diesem Prozeß sind die unterschiedlichen molekularen Diffusionsgeschwindigkeiten von Wärme (schnell) und Salz (langsam) von Bedeutung. Die Grundlagen der Doppeldiffusion wurden von Stern (1960) und Stommel (1962) beschrieben und in einer Serie von Tankexperimenten verifiziert (Turner und Stommel, 1964; Turner, 1965). Bei der Doppeldiffusion werden zwei Fälle unterschieden: Im ersten Fall entstehen **Salzfinger**, wenn warmes salzreiches Wasser über kaltem und frischem liegt (Abb. 1.1).

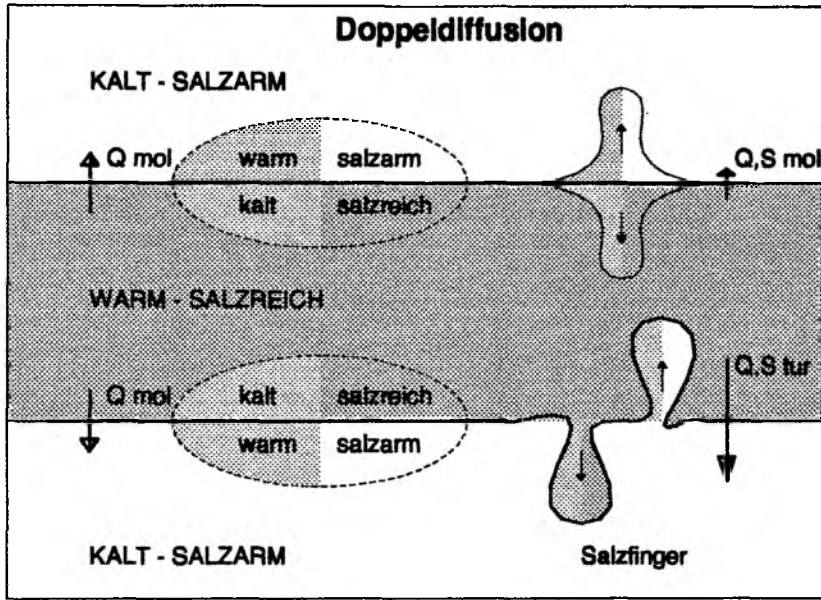


Abb. 1.1 Schematische Entwicklung des doppeldiffusiven Austausches. Die obere Grenzschicht bildet eine scharfe Sprungschicht aus, während sich an der unteren Grenzschicht Salzfinger bilden.

Die Unterschicht des salzreichen Wassers kühlt sich schneller ab als sie aussüßt, wird schwerer und sinkt in Form von Salzfiguren ab. Im zweiten Fall liegt kaltes salzarmes Wasser über warmem salzreichem. Die Obergrenze des warmen Wassers wird schneller abgekühlt als sie aussüßt, wird instabil und sinkt ab. An der Grenze beider Wassermassen bildet sich eine scharfe Sprungschicht aus.

Thermobarische Instabilität: Thermobarische Instabilität tritt durch die Druckabhängigkeit der Ausdehnungskoeffizienten auf:

$$G_4 = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left[(\Theta - \Theta_0) \frac{\partial \alpha}{\partial P} - (S - S_0) \frac{\partial \beta}{\partial P} \right] \frac{\partial P}{\partial t} \right\} < 0 \quad (1.11)$$

Wird ein Wasserteilchen (adiabatisch) in größere Tiefen gebracht, so kann sich die Dichte erhöhen, wenn die Druckabhängigkeit der Ausdehnungskoeffizienten größer als Null ist, also $\partial[\alpha, \beta]/\partial P > 0$. Die so gewonnene Dichte kann eine statisch stabile Schichtung instabil werden lassen. Die Druckabhängigkeit der Ausdehnungskoeffizienten ist nahe der Gefrierpunkttemperatur am größten.

Cabbeling: Cabbeling entsteht, wie die thermobarische Instabilität, durch Nichtlinearitäten in der Zustandsgleichung (z.B. McDougal, 1987). Die Dichte kann durch Vermischung von Wassermassen gleicher Ursprungsdichte, aber unterschiedlichen Temperaturen und Salzgehalten, erhöht werden:

$$G_5 = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left[(\Theta - \Theta_0) \frac{\partial \alpha}{\partial \Theta} - (S - S_0) \frac{\partial \beta}{\partial \Theta} \right] \frac{\partial \Theta}{\partial t} + \left[(\Theta - \Theta_0) \frac{\partial \alpha}{\partial S} - (S - S_0) \frac{\partial \beta}{\partial S} \right] \frac{\partial S}{\partial t} \right\} < 0. \quad (1.12)$$

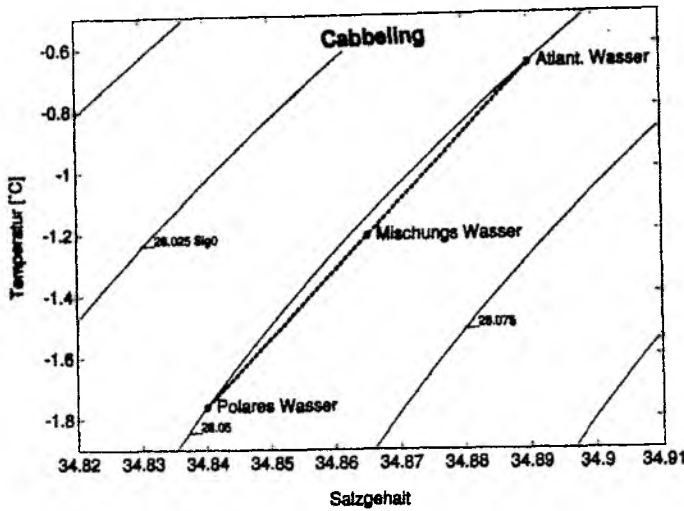


Abb. 1.2. Temperatur-Salz-Diagramm mit idealisierten Wassermassen, deren Mischungsprodukte entlang der gestrichelten Linie dichter als die Ursprungswassermassen sind. Durchgezogene Linien markieren gleiche potentielle Dichte.

Der Prozeß ist in Abbildung 1.2 für ein vereinfachtes polares Szenario dargestellt. Liegen Polares und Atlantisches Wasser der gleichen Dichte nebeneinander, so wird in der Vermischungszone eine dichtere Wassermasse erzeugt und dort die Stabilität der Schichtung verringert. Die Stärke der Destabilisierung hängt von den horizontalen Temperatur- und Salzgradienten sowie dem turbulenten Austausch ab.

1.2 Vergleich der Anregungsprozesse

Tabelle 1 gibt typische Größenordnungen der Wassermasseneigenschaften in verschiedenen Gebieten an, in denen Konvektion im offenen Ozean beobachtet wurde (Grönlandsee, Mittelmeer, Labradorsee und Weddellmeer). Man erkennt, daß im Mittelmeer die dichteste Wassermasse mit $\sigma_0 = 29.07 \text{ kgm}^{-3}$ erzeugt wird, gefolgt von der Grönlandsee mit $\sigma_0 = 28.07 \text{ kgm}^{-3}$ und dem Weddellmeer. Allerdings stehen nur die Tiefenwasser des Weddellmeeres und der Labradorsee in direktem Austausch mit dem Tiefenwasser der großen Ozeane. Aus der Grönlandsee werden Zwischenwassermassen über die Schwellen in den Atlantik transportiert.

Die thermische Kompressibilität α zeigt deutliche Unterschiede für die verschiedenen Temperaturregime: von $\sim 0.4 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ für die polaren Regionen bis auf das fünffache im Mittelmeer mit $2 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. Deshalb sind in den polaren Regionen Salzgehaltsänderungen für die Stabilität der Schichtung entscheidender als in den Warmwasserregionen, wo im wesentlichen Temperaturänderungen die Stabilität der Schichtung bestimmen.

Tabelle 1: Physikalische Größen in unterschiedlichen Konvektionsregionen

Größe	Einheiten	Grönlandsee	Mittelmeer	Labradorsee	Weddellmeer
Φ	°	75	42	56	68
f	s^{-1}	$1.41 \cdot 10^{-4}$	$0.98 \cdot 10^{-4}$	$1.21 \cdot 10^{-4}$	$1.35 \cdot 10^{-4}$
Θ_0	°C	-1.2	12.8	2.9	-0.3
S_0	psu	34.89	38.4	34.84	34.66
σ_0	$kg\ m^{-3}$	28.07	29.07	27.77	27.85
C_P	$J\ kg^{-1}\ ^\circ C^{-1}$	3989	3970	3974	3991
ν	$m^2\ s^{-1}$	$1.81 \cdot 10^{-6}$	$1.17 \cdot 10^{-6}$	$1.58 \cdot 10^{-6}$	$1.75 \cdot 10^{-6}$
k_t	$m^2\ s^{-1}$	$1.38 \cdot 10^{-7}$	$1.43 \cdot 10^{-7}$	$1.39 \cdot 10^{-7}$	$1.38 \cdot 10^{-7}$
$\alpha(\Theta_0, S_0)$	$^\circ C^{-1}$	$0.36 \cdot 10^{-4}$	$2.00 \cdot 10^{-4}$	$0.88 \cdot 10^{-4}$	$0.48 \cdot 10^{-4}$
$\beta(\Theta_0, S_0)$	psu^{-1}	$7.89 \cdot 10^{-4}$	$7.55 \cdot 10^{-4}$	$7.77 \cdot 10^{-4}$	$7.86 \cdot 10^{-4}$
$\partial\alpha/\partial T$	$^\circ C^{-2}$	$1.38 \cdot 10^{-8}$	$0.91 \cdot 10^{-8}$	$1.18 \cdot 10^{-8}$	$1.38 \cdot 10^{-8}$
$\partial\alpha/\partial S$	$^\circ C^{-1}\ psu^{-1}$	$3.24 \cdot 10^{-6}$	$1.73 \cdot 10^{-6}$	$2.67 \cdot 10^{-6}$	$3.26 \cdot 10^{-6}$
$\partial\alpha/\partial P$	$^\circ C^{-1}\ dbar^{-1}$	$2.97 \cdot 10^{-8}$	$1.53 \cdot 10^{-8}$	$2.43 \cdot 10^{-8}$	$3.00 \cdot 10^{-8}$
$\partial\beta/\partial T$	$psu^{-1}\ ^\circ C^{-1}$	$-1.73 \cdot 10^{-6}$	$-3.24 \cdot 10^{-6}$	$-2.66 \cdot 10^{-6}$	$-3.26 \cdot 10^{-6}$
$\partial\beta/\partial S$	psu^{-2}	$-4.10 \cdot 10^{-7}$	$-1.81 \cdot 10^{-7}$	$-3.17 \cdot 10^{-7}$	$-4.15 \cdot 10^{-7}$
$\partial\beta/\partial P$	$psu^{-1}\ dbar^{-1}$	$1.22 \cdot 10^{-7}$	$0.94 \cdot 10^{-7}$	$1.11 \cdot 10^{-7}$	$1.23 \cdot 10^{-7}$

Für klimatologische Oberflächenflüsse aus der Grönlandsee (Clarke et. al, 1990, ECMWF-Modell), dem Mittelmeer (Bunker, 1972) und für die Labradorsee (Seung, 1987) wurde die Labilisierung der Wassersäule durch Oberflächenflüsse abgeschätzt (Tab. 2). In allen Regionen überwiegt der thermische Auftriebsfluß über die Frischwasserflüsse. Im Mittelmeer ist die Destabilisierung der Wassersäule durch Flußdivergenzen fünf mal so groß wie in der Grönlandsee. Wird allerdings auch der Salzeintrag durch Eisbildung in der Grönlandsee als Destabilisierungsprozeß berücksichtigt, so kann der Auftriebsfluß bei einer Eisbildungsgeschwindigkeit von 5 mm pro Tag, d.h. bei einem Wärmeflußanteil von $30\ W\ m^{-2}$ für die Eisbildung, verdoppelt werden. Damit wäre der Auftriebsfluß in der Grönlandsee etwa so groß wie der Auftriebsfluß in der Labradorsee.

Damit doppelldiffusive Flüsse zur Destabilisierung der Wassersäule beitragen, muß warmes salzreiches Wasser über kaltem salzarmen liegen, entsprechend dem Salzfinger-Regime. Weder in der Grönlandsee, noch in der Labradorsee gibt es solche Schichtungsverhältnisse in Oberflächennähe. Unterhalb des Zwischenwassers sind die Bedingungen für Doppeldiffusion erfüllt. Die Erneuerung des Tiefenwassers durch diese doppelldiffusiven Flüsse wurde von Carmack und Aagaard (1973) vorgeschlagen.

Die Salzfingerflüsse sind nach Huppert (1971) abhängig vom Turnerwinkel R_ρ :

$$R_\rho = \frac{\alpha \Delta T}{\beta \Delta S}$$

und ergeben sich für Salz D_S und Wärme D_T zu:

$$\begin{aligned} \beta D_S &= (gk)^{\frac{1}{3}} (0.05 + 0.3R_\rho^{-3}) R_\rho (\beta \Delta S)^{\frac{4}{3}} \\ \alpha D_T &= \frac{1}{\sqrt{\frac{R_\rho - 1}{R_\rho} + 1}} \beta D_S . \end{aligned} \quad (1.13)$$

Wobei k die molekulare thermische Diffusivität repräsentiert.

Tabelle 2: Klimatologische Größenordnung der Konvektionsanregung

Größe	Einheiten	Grönlandsee	Mittelmeer	Labradorsee
Oberflächenflüsse				
Q_{tot}	$W m^{-2}$	-200	-170	-200
$V - N$	$m s^{-1}$	$15 \cdot 10^{-9}$	$70 \cdot 10^{-9}$	$15 \cdot 10^{-9}$
h	m	200	200	200
$g\alpha F_{\Theta} = B_{\Theta T}$	$m^2 s^{-3}$	$-1.7 \cdot 10^{-8}$	$-8.1 \cdot 10^{-8}$	$-4.2 \cdot 10^{-8}$
$-g\beta F_S = B_{\Theta S}$	$m^2 s^{-3}$	$-0.3 \cdot 10^{-8}$	$-1.7 \cdot 10^{-8}$	$-0.3 \cdot 10^{-8}$
$G1 = B_{\Theta}/(gh^2)$	$m^{-1} s^{-1}$	$-0.5 \cdot 10^{-13}$	$-2.5 \cdot 10^{-13}$	$-1.2 \cdot 10^{-13}$
Salzfingerflüsse				
T_0	°C	-0.6	12.8	
S_0		34.87	38.44	
Z_0	m	400	400	
ΔT	°C	0.2	0.2	
ΔS		0.005	0.03	
ΔZ	m	200	200	
R_p		2.6	1.7	
Q_D	$W m^{-2}$	5	17	
S_D	$m s^{-1}$	$0.8 \cdot 10^{-9}$	$54 \cdot 10^{-9}$	
$g\alpha D_T = B_{DT}$	$m^2 s^{-3}$	$0.7 \cdot 10^{-9}$	$8.4 \cdot 10^{-9}$	
$-g\beta D_S = B_{DS}$	$m^2 s^{-3}$	$-1.3 \cdot 10^{-9}$	$-14.0 \cdot 10^{-9}$	
$G3 = B_D/(gh^2)$	$m^{-1} s^{-1}$	$-1.4 \cdot 10^{-15}$	$-14.0 \cdot 10^{-15}$	

Die Größenordnung der doppeldiffusiven Flüsse ist in Tabelle 2 angegeben, wobei 'typische' vertikale Gradienten für Temperatur und Salz angenommen wurden. In der Grönlandsee ergibt sich unterhalb des atlantischen Zwischenwassers ein doppeldiffusiver Wärmefluß von $5 W m^{-2}$. Auch der doppeldiffusive Salzfluß ist klein und beträgt etwa ein Zwanzigstel der Verdunstung. Die Labilisierung der Wassersäule durch Doppeldiffusion ist folglich mehr als eine Größenordnung schwächer als durch die Oberflächenflüsse.

Im Mittelmeer sind die vertikalen Salzgradienten größer als in der Grönlandsee und damit wird der Turnerwinkel R_p kleiner als 2 und die Flüsse verstärken sich (Tab 2). Der Salzfluß vom Levantinischen Zwischenwasser in das Tiefenwasser ist fast so groß wie die netto Verdunstung an der Oberfläche; auch die doppeldiffusiven Wärmeflüsse sind mit $17 W m^{-2}$ beachtlich. Generell ist etwas Vorsicht geboten, wenn man die doppeldiffusiven Flüsse abschätzt. Die verwendeten Beziehungen sind aus Laborexperimenten abgeleitet worden. Verifizierungen im Ozean sind schwierig und ergaben teilweise deutlich reduzierte Flüsse gegenüber denen im Laborexperiment (McDougall und Ruddick, 1992).

Die Labilisierung durch Doppeldiffusion ist im Vergleich zu den Oberflächenflüssen eine Größenordnung kleiner.

In der Labradorsee gibt es warmes und salzreiches atlantisches Zwischenwasser nur im Einflußbereich des Westgrönlandstromes. Daher ist die Labilisierung der Schichtung durch Doppeldiffusion in der Konvektionsregion der Labradorsee vermutlich zu vernachlässigen.

Kapitel 2

Beobachtungen zur Schichtungsentwicklung

In diesem Kapitel werden Beobachtungen der Schichtungsentwicklung in der zentralen Grönlandsee und aus dem westlichen Mittelmeer vorgestellt. Dabei geht es sowohl um die allgemeine Hydrographie als auch um die meteorologischen Randbedingungen in den Konvektionsregionen. Der Schwerpunkt liegt auf der Beschreibung der Schichtungsentwicklung in der Grönlandsee, wo zusätzlich noch die Eisbedeckung berücksichtigt werden muß.

2.1 Die Grönlandsee

Die hier ausgewerteten Beobachtungen zur Schichtungsentwicklung in der Grönlandsee stammen von zwei Feldexperimenten aus den Wintern 1988-89 und 1989-90.

Das Grönlandsee-Experiment 1988-89: Das Grönlandsee-Experiment wurde 1987 durch das Arctic Ocean Science Board initiiert. Die zentrale experimentelle Phase begann im Sommer 1988 und endete im Sommer 1989 (GSP group, 1990). Forschungsgruppen aus 11 Nationen arbeiteten gemeinsam an Fragen der Tiefenwasserbildung und des Tiefenwassertransports sowie an der biologischen Nahrungskette. Im Rahmen dieses internationalen Experiments fanden 20 Schiffsreisen und ein aufwendiges Verankerungsprogramm statt, das aus Transportmessungen in der Framstraße und im Ostgrönlandstrom sowie aus Konvektionsbeobachtungen in der zentralen Grönlandsee bestand.

Das Institut für Meereskunde Kiel beteiligte sich mit fünf akustischen Dopplerprofilstrommessern (ADCPs) in vier Verankerungen (Abb. 2.1). Weiterhin wurden zwei Thermistorketten und einige Rotorstrommesser eingesetzt. Der Aufbau der Verankerungen ist in Abbildung 2.2 für die Stationen 319 und T6 dargestellt. Station 250 war sehr ähnlich wie Stat. 319 aufgebaut. Die Stat. T5 sah aus wie Stat. T6, aber es gab kein ADCP in 1400m Tiefe. Eine Beschreibung der Ergebnisse dieser Verankerungsdaten befindet sich im Druck (Schott et al., 1993).

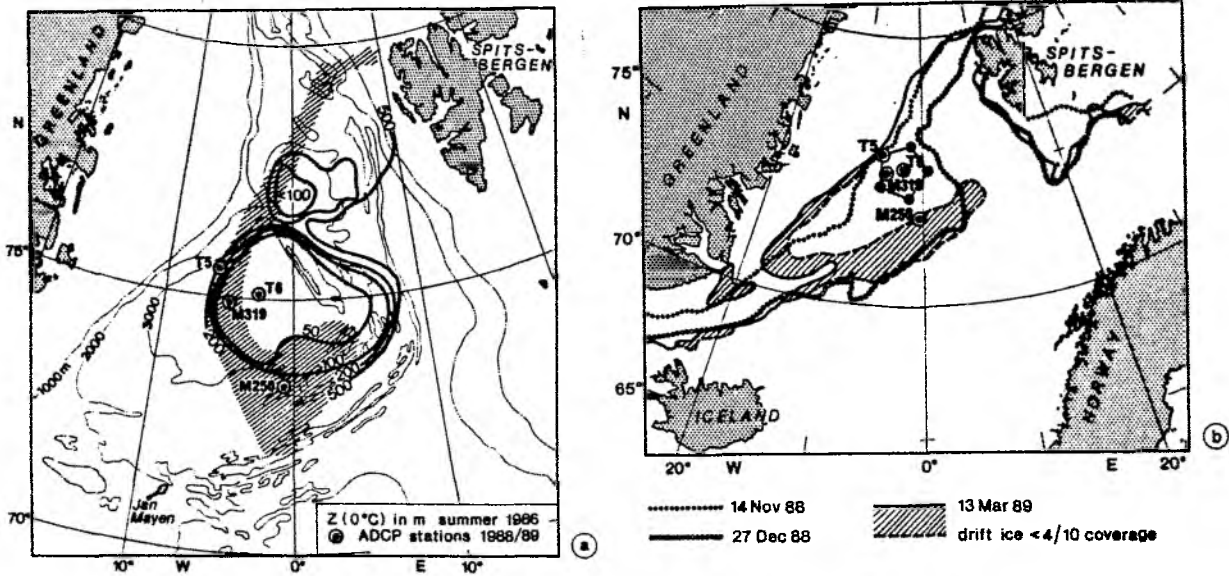


Abb. 2.1: (a) Tiefe der 0°C Isotherme und klimatologische Eisgrenze für März in der Grönlandsee. Die Verankerungspositionen sind durch Kreise markiert. (b) Eiskante zu verschiedenen Phasen im Winter 1988/89 (aus Schott et al., 1993).

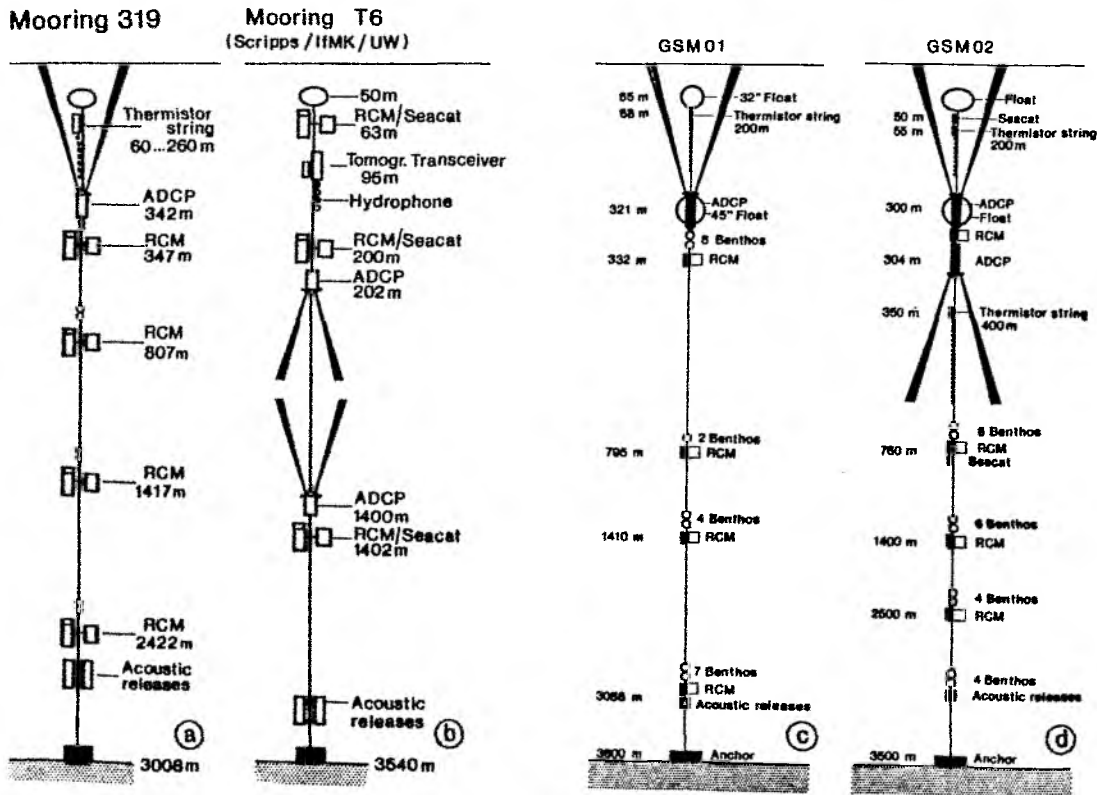


Abb. 2.2: Verankerungskonstruktionen im Feldexperiment 1988-89 (a,b) und der Grönlandsee-Monitoring-Stationen (c,d).

Grönlandsee-Monitoring: Im Anschluß an die intensive Meßphase des Winters 1988-1989 wurde im Frühsommer 1989 eine Verankerung zwischen den beiden Stationen T6 und 319 auf 75°N und 4°W im Zentrum der Grönlandsee erneut ausgelegt (Grönlandsee-Monitoring-Station). Diese Verankerung (GSM01) war mit einer Thermistorkette und einem ADCP ähnlich bestückt wie die Station 319 (Abb. 2.2). Leider lag das ADCP vor dem Auslegen zu lange auf dem Schiffsdeck, 'fror' unbemerkt ein und hörte auf zu arbeiten, noch bevor das Gerät in das wärmere Wasser kam. Folglich gab es im Winter 1989-90 keine Vertikalgeschwindigkeitsmessungen.

2.1.1 Hydrographie

Aus der Sicht des Atlantischen Ozeans hat die Region der Grönland-, Island- und Norwegensee eine ähnliche Funktion wie das Mittelmeer: Relativ leichtes Wasser strömt in das Nordmeer, wird dort durch starke Abkühlung im Winter komprimiert, sinkt ab und fließt unterhalb des Einstroms in den Atlantik zurück (Worthington, 1970). Der Ausstrom erfolgt über drei Schwellensysteme¹ mit jeweils ca. 800 m maximaler Schwellentiefe und bildet das untere Stockwerk des Nordatlantischen Tiefenwassers. Die flachen Schwellentiefen halten das Tiefenwasser der Island- und Norwegensee zurück. Daher sind nur die Wassermassen der Oberschicht für die Erneuerung des Nordatlantischen Tiefenwassers relevant. Das Tiefenwasser der Grönlandsee verbleibt im polaren Nordmeer. Die Transporte über die Schwellen wurden durch geostrophische Geschwindigkeiten berechnet und waren 1-2 Sv² zwischen Island und Schottland (Worthington, 1970) und 2-3 Sv durch die Dänemarkstraße (Dickson et al., 1990). Ein Teil des Dänemarkstraßenwassers kommt ursprünglich aus der Grönlandsee und hat sich mit dem Wasser des Ostgrönlandstroms vermischt. Der Anteil von Grönlandseewasser am Dänemarkstraßenausstrom wurde auf 50% geschätzt (Strass et al., 1993).

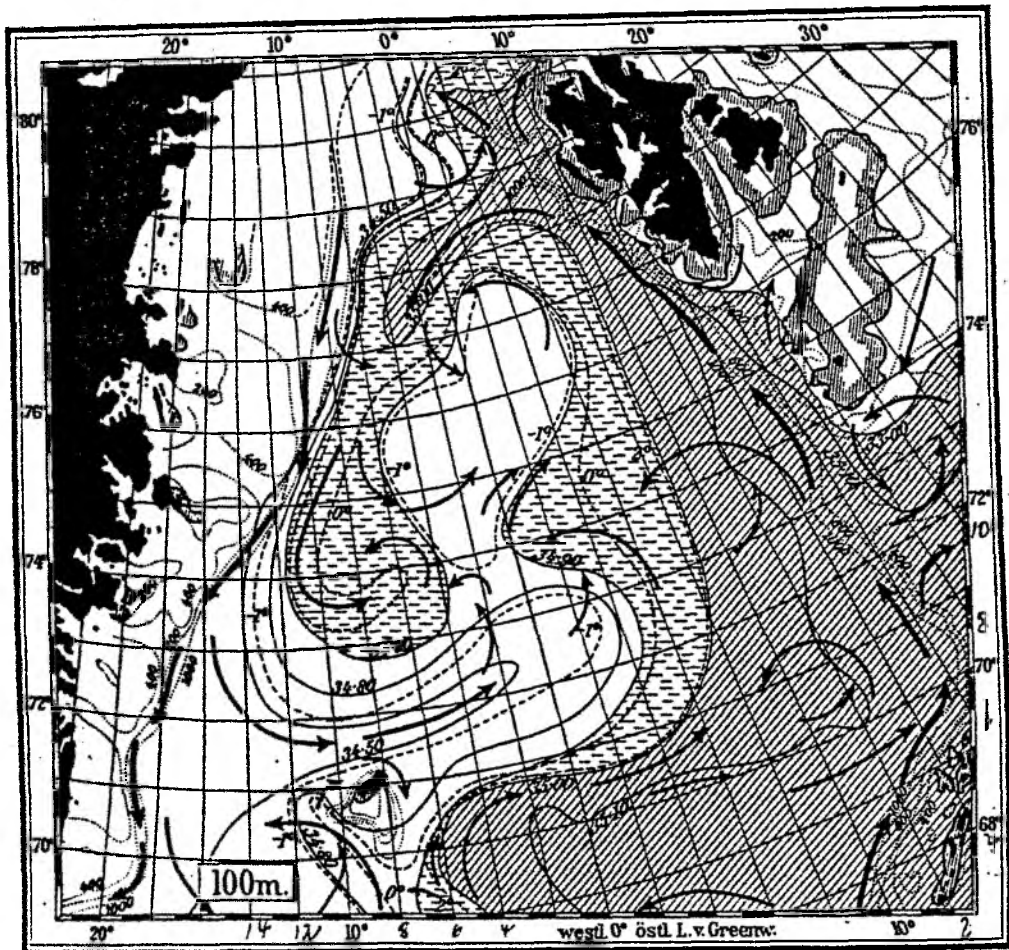
Zirkulation der Grönlandsee: Über die Zirkulation im 'Europäischen Nordmeer' findet man im *Handbuch der Ozeanographie* von Krümmel (1911):

Außer dem Südwirbel³ ist auch im Nordteil des Nordmeers ein zweiter in komplizierter, aber zyklonaler Form vorhanden; er ist in Fig. 177 (hier Abb. 2.3) zusammen mit dem Salzgehalt für ein Tiefenniveau von 100 m dargestellt. Man bemerkt, wie der warme Spitzbergenstrom bei 79°N.B. in drei Äste zerfällt, von denen die zwei kleineren nach Norden und Nordosten ins zentrale Polarbecken hinübertreten, während die Hauptmasse auf Grönland hin nach Westen abschwenkt. Dabei wird aus der Gegend nördlich von Jan Mayen eine zweite Zunge von arktisch kaltem und salzarmen Wasser aus dem Ostgrönlandstrom in den Wirbel hineingezogen: es ist das die Eiszunge (*Is odden*) der norwegischen Seehundsjäger,

¹Von Ost nach West, Färöer-Kanal, Färöer-Shetland-Schwelle und Dänemarkstraße.

²1 Sverdrup = $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$.

³Antizyklonaler Wirbel in der Norwegensee.



Verteilung des Salzgehalts und vorherrschende Stromrichtungen im nördlichen Teil des Europäischen Nordmeers in 100 m Tiefe (nach Helland-Hansen und F. Nansen).

Abb. 2.3: aus Krümmel, 1911

die dort *Phoca groenlandica* im März in ungezählten Massen vorfinden. Ihre Gewässer liefern mit dem zugemischten atlantischen Wasser im Zentrum des nördlichen Wirbelteils jene Schichten von 34.8 Promille Salzgehalt und -1.3° Temperatur, die, im Winter von der Oberfläche bis in die Tiefe hinab homogen, alsdann den Bodenraum unterhalb von 1000m Tiefe im ganzen europäischen Nordmeerbecken erfüllen.

Diese Beschreibung der Oberflächenzirkulation geht auf Arbeiten von Nansen und Helland-Hansen (1909) zurück. Die Grönlandsee ist also durch ein zyklonales Stromsystem charakterisiert, welches ein Gebiet mit schwacher vertikaler Schichtung umströmt. Das damit verbundene Aufwölben der Isodensen und Isothermen ist in Abbildung 2.1 anhand der abnehmenden Tiefe der 0°C Isothermen von mehr als 500m auf ca. 50m im Zentrum des Grönlandseewirbels erkennbar (Quadfasel und Meincke, 1987). Das Zentrum des Wirbels befindet sich im Mittel zwischen 74° - 76°N und 5° - 0°O (Dietrich, 1969; Carmack und Aagaard, 1973; Koltermann und Lühje,

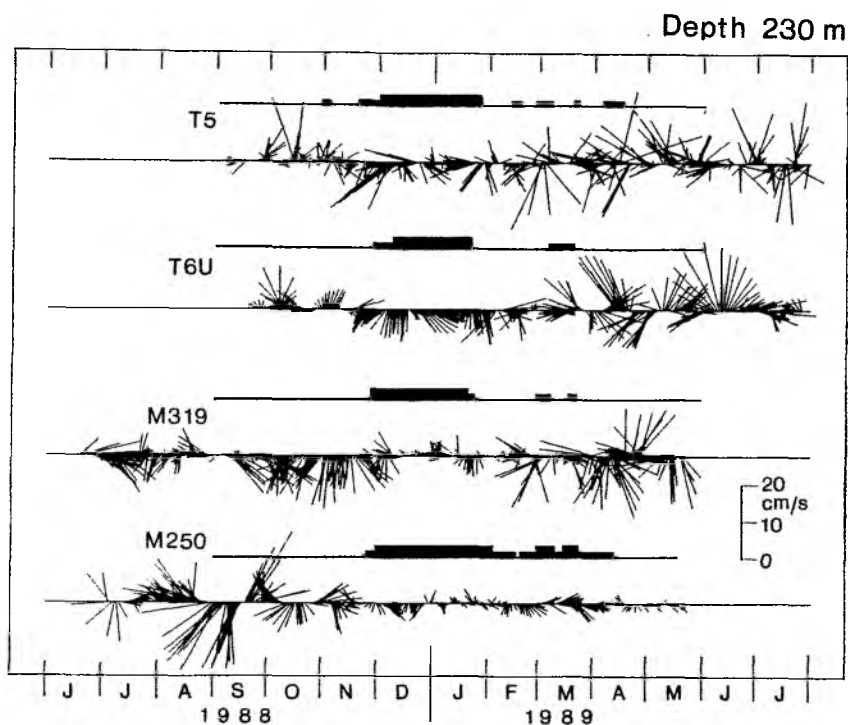


Abb. 2.4: 40 Stunden tiefpaßgefilterte Zeitreihen der Horizontalströmung in 230m Tiefe bei vier unterschiedlichen Stationen. Darüber die jeweilige Eisbedeckung in drei Klassen: eisfrei, oft eisbedeckt, immer eisbedeckt (aus Schott et al., 1993).

1989; Clarke et al., 1990). Die Analyse eines Zirkulationsmodells (primitive Gleichungen ohne Eismodell) zeigte, daß der Grönlandseewirbel durch die Rotation des Windes angeregt und entlang der Topographie geführt wird (Legutke, 1991).

Horizontalströmungen im Winter 1988/89: Die Verankerungen des Konvektions-Experiments 1988/89 waren über die zentrale Grönlandsee verteilt (Abb. 2.1a). Die Verankerungsmittel zeigten nur sehr kleine Strömungen (Tab. 3). Nur die Station T5, die in der Nähe der Polarfront lag, und Stat. 319 an der westlichen Grenze der zentralen Grönlandsee registrierten Mittelwerte von $1\text{--}3\text{ cm s}^{-1}$ südwestlicher Strömung. Die Zeitreihen der Horizontalströmungen waren dominiert durch veränderliche Strömungen mit Perioden von einigen Tagen bis zu mehreren Wochen (Abb. 2.4). In der eisbedeckten Zeit zwischen Mitte Dezember und Mitte Februar waren die Variabilität der Horizontalgeschwindigkeiten bei Station 319 und 250 auffallend gering. Später, zwischen Mitte Februar und Mitte April, nahm die Varianz wieder zu (Tab. 3). Es ist anzunehmen, daß mesoskalige Wirbel im Zentrum der Grönlandsee im März erzeugt wurden.

Tabelle 3: Strömungsstatistik der Verankerungszeitreihen vom Winter 1988-1989.

Station Position Auslegungszeit Wassertiefe	Instr. Tiefe [m]	Verankerungsmittel		Fluktuative kinetische Energie		
		Ostwärts [cm s ⁻¹]	Nordwärts [cm s ⁻¹]	Gesamt [cm ² s ⁻²]	1.12-20.1 [cm ² s ⁻²]	25.1-20.3 [cm ² s ⁻²]
319 ADCP 74°57'N, 4°59'W 17.06.88-28.05.89 3554m	76	0.0 ± 7.6	-3.2 ± 6.7	51	30	46
	161	0.3 ± 7.1	-2.8 ± 6.2	45	17	35
	231	0.3 ± 6.8	-2.7 ± 6.0	40	16	30
	320	0.3 ± 6.5	-2.6 ± 5.7	37	15	26
319 ACMs	347	0.1 ± 3.9	-1.4 ± 3.6	14	4	4
	1345	0.5 ± 3.5	-1.7 ± 3.4	12	4	2
T6 ADCP 75°03'N, 2°58'W 22.09.88-20.08.89 3624m	231	0.3 ± 6.5	-0.2 ± 6.4	37	17	33
	320	0.3 ± 6.2	-0.1 ± 6.3	37	15	30
	452	0.2 ± 6.0	-0.0 ± 6.1	36	13	23
	1150	0.5 ± 5.2	0.1 ± 5.4	27	11	12
	1368	0.5 ± 5.0	0.0 ± 5.2	26	11	10
T5 ADCP 75°34'N, 6°07'W 14.09.88-30.08.89 3374m	161	-1.9 ± 6.7	-0.4 ± 6.7	51	34	44
	231	-1.8 ± 6.5	-0.2 ± 6.4	42	31	41
	320	-1.7 ± 6.0	0.0 ± 6.0	36	23	35
	452	-1.5 ± 5.9	0.2 ± 5.8	34	20	32
250 ADCP 73°21'N, 0°48'W 20.09.88-20.08.89 3008m	76	-0.9 ± 8.9	-2.3 ± 8.4	75	17	182
	161	-1.0 ± 6.5	-1.7 ± 6.1	40	12	37
	231	-1.0 ± 6.0	-1.6 ± 5.8	69	20	51
	320	-0.9 ± 5.6	-1.5 ± 5.5	30	10	18
250 ACMs	371	0.2 ± 3.9	-0.2 ± 4.0	15	5	9
	825	0.5 ± 2.5	0.2 ± 2.5	6	3	7
	1437	0.7 ± 1.8	0.5 ± 1.8	3	2	5

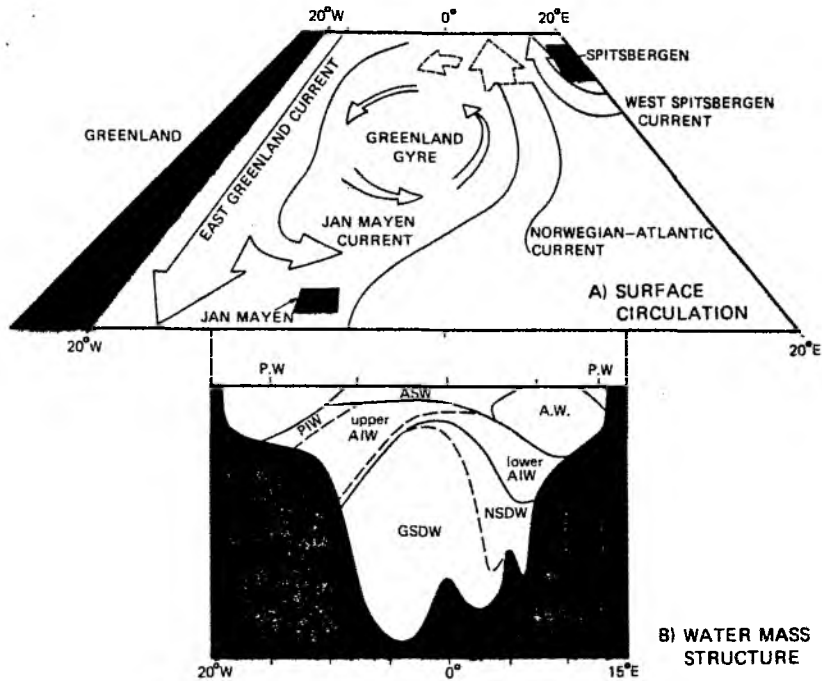


Abb. 2.5: Prinzipielle Wassermassen und Zirkulation der Grönlandsee (nach Carmack, 1986). A) Oberflächenzirkulation; B) Ost-West-Schnitt durch die Zentrale Grönlandsee mit Wassermassengrenzen.

Wassermassen der Grönlandsee: Die Wassermassen der zentralen Grönlandsee sind charakterisiert durch Salzgehalte zwischen 34.7 - 34.8 und Temperaturen von -1 bis 3 °C, was nach der Einteilung von Carmack (1986) dem ASW ('Arctic Surface Water') entspricht (Abb. 2.5). Unterhalb der Deckschicht ist die Schichtung mit Salzgehalten von 34.89 schwach und mit Temperaturen von -1.2 °C nahe den Eigenschaften des GSDW ('Greenland Sea Deep Water'). Im Westen trennt die Polarfront den Grönlandseewirbel vom PW ('Polar Water') des Ostgrönlandstroms mit Temperaturen < 0 °C und Salzgehalten < 34.6 und dem darunter liegenden rezirkulierten AIW ('Atlantic Intermediate Water') mit Temperaturen von > 0 °C und einem Salzgehalt von > 34.9 in 100-800m Tiefe (Aagaard et al., 1985; 1991). Im Osten liegt die Polarfront zwischen der zentralen Grönlandsee und dem AW ('Atlantic Water') des Norwegenstroms mit Temperaturen von > 2°C und Salzgehalten von > 34.9 (van Aken et al., 1991).

2.1.2 Wind- und Eisverhältnisse

Die Wetterverhältnisse in der Grönlandsee werden im langjährigen Wintermittel durch ein Hochdruckgebiet über dem Festland Grönlands und einer Tiefdruckrinne zwischen Island und der Barentsee bestimmt (Abb. 2.6a aus Guest und Davidson, 1991). Das winterliche Windsystem zeigt vorherrschende nördliche Winde über dem Nordmeer und zeichnet sich durch einzelne nordostwärts ziehende Sturmtiefdruckgebiete aus.

Hohe Windgeschwindigkeiten und kalte Luftmassen bewirken große Auftriebsflüsse und können die Schichtung labilisieren. Tiefdruckgebiete haben zwar starke Windgeschwindigkeiten, transportieren aber in polaren Regionen eher warme Luftmassen im Zentrum. Starke Wärmefflüsse entstehen nur, wenn kalte Luftmassen in der Peripherie der Tiefdruckgebiete über die Eisgrenze hinweg in den offenen Ozean transportiert werden, ohne dabei warme Luftmassen zu rezirkulieren. Im Winter 1988/89 gab es nach Guest und Davidson (1991) zumindest zwei günstige Situationen für starke Wärmefflüsse:

- Der erste Zeitraum war der 18.-22. Januar 1989, als eine Kette von Tiefdrucksystemen über dem Nordmeer lag und arktische Luftmassen über die Eisfelder der Framstraße mit nordöstlichen Winden über die Grönlandsee transportiert wurden (Abb. 2.6b, links).
- Zwischen dem 12. und 16. März 1989 gelangten sibirische Luftmassen in die Grönlandsee. Ein kräftiger Tiefdruckkeil zwischen den Lofoten und Spitzbergen leitete die warmen atlantischen Luftmassen über die Barentsee nach Osten ab (Abb. 2.6b, rechts).

Beide Wetterlagen hatten Windrichtungen, die fast parallel zur Eiskante verliefen. Diese Situation ist günstig für Auftrieb an der Eiskante.

Eiskantenauftrieb: Starke Wärmefflüsse verbunden mit Auftrieb an der Eiskante wurden von Häkkinen (1987; 1988) als Tiefenwasserbildungsprozeß vorgeschlagen. Das Prinzip ist in Abbildung 2.7 skizziert:

- Die Eiskante muß zwischen 0 und 45° nach rechts zur Windrichtung verlaufen, wobei das Eis auf der rechten Seite liegt (für die Nordhalbkugel).
- Neu gebildetes Eis in Lee der Eiskante wird durch den Wind zurück zur Eiskante getrieben (Ekmaneisdrift $\sim 20\text{--}40^\circ$ nach rechts).
- Das bei der Eisbildung ausgefällte Salz (engl. 'brine') bleibt in der Deckschicht des eisfreien Ozeans zurück und kann durch weitere Eisbildung angereichert werden.
- Ekmantransportdivergenzen können Auftrieb an der Eiskante bewirken. Die verschiedenen Windreibungskoeffizienten über Wasser und Eis ($Cd_{Luft-Eis} \sim 2 \cdot Cd_{Luft-Wasser}$; Macklin, 1983) erzeugen unterschiedliche Ekmantransporte in der Deckschicht. Die horizontale Divergenz muß durch Auftrieb ausgeglichen werden.
- Durch Auftrieb kommt warmes Zwischenwasser an die Oberfläche. Die Wärmefflüsse können verstärkt und die Stabilität der Schichtung reduziert werden.

Die Auftriebsgeschwindigkeiten an der Eiskante sind typischerweise einige Meter pro Tag (Häkkinen, 1988; Tang und Ikeda, 1989). Für einen wirkungsvollen Effekt müßte die Eiskante einige Tage stationär bleiben. Modellergebnisse mit einem gekoppelten Eis-Ozean-Modell (Häkkinen et al., 1992) zeigten nur unter Einschränkungen, wie mit einer durch Bodentopographie geführten Eiskante, tiefere Vermischung in der Nähe der anfänglichen Eiskante.

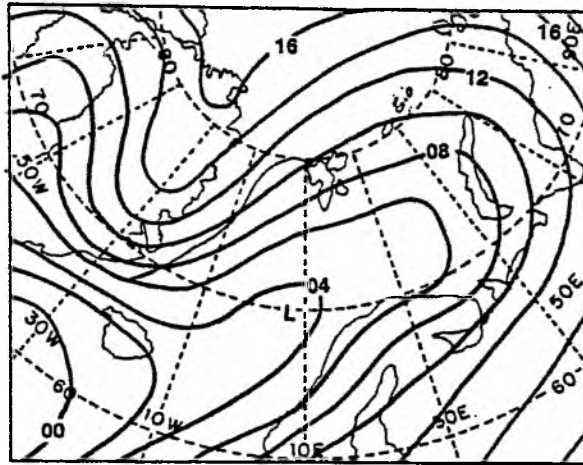


Abb. 2.6a: Bodenluftdruckverteilung im langjährigem Wintermittel (aus Guest und Davidson, 1991).

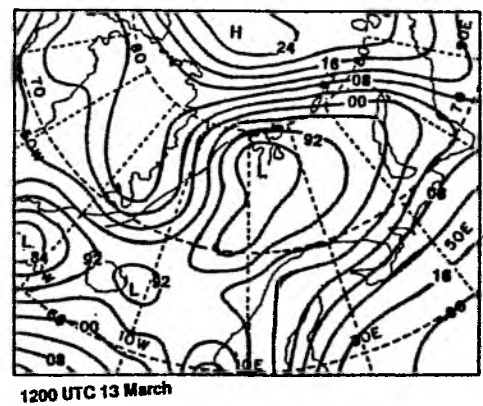
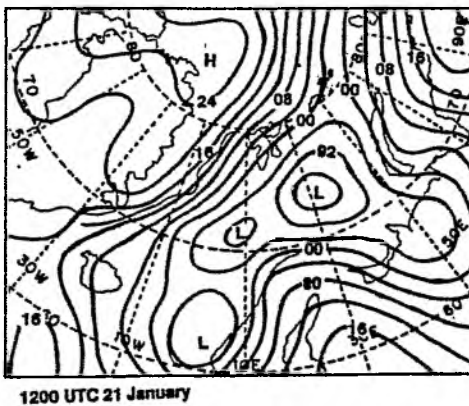


Abb. 2.6b: Bodenluftdruckverteilung am 21. Januar und 13. März 1989 aus Guest und Davidson (1991).

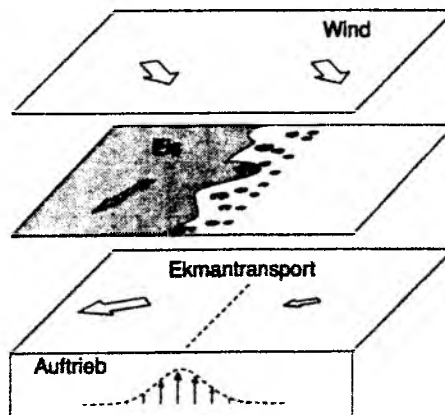


Abb. 2.7: Eiskantenauftrieb durch Ekmantransportdivergenz.

Tabelle 4: Mittlere Flüsse des ECMWF-Modells

Wintermittel 10.11.1988 - 10.03.1989 (120 Tage)				
Position: [75°N, 05°W]				
Größe		Einheit	Mittel	± Std.
Kurzwellige Einstrahlung	I_s	W m^{-2}	2	± 8
Langwellige Rückstrahlung	I_l	W m^{-2}	-88	± 34
Sensibler Wärmefluß	Q_s	W m^{-2}	-106	± 86
Latenter Wärmefluß	Q_l	W m^{-2}	-76	± 51
Niederschlag	N	m s^{-1}	$15 \cdot 10^{-9}$	$\pm 42 \cdot 10^{-9}$
Verdunstung	V	m s^{-1}	$29 \cdot 10^{-9}$	$\pm 20 \cdot 10^{-9}$
Windstreß	τ	N m^{-2}	0.21	± 0.2
zonaler Windstreß	τ_x	N m^{-2}	-0.02	± 0.2
meridionaler Windstreß	τ_y	N m^{-2}	-0.09	± 0.2
Netto Wärmefluß	Q_{tot}	W m^{-2}	-268	± 150
Netto Frischwasserfluß	$V - N$	m s^{-1}	$14 \cdot 10^{-9}$	$\pm 46 \cdot 10^{-9}$

Windfeld und Oberflächenflüsse im ECMWF-Modell: Zeitreihen des Windstresses für den Winter 1988-1989 sowie die damit verbundenen Wärme- und Frischwasserflüsse sind in Abbildung 2.8 für einen Gitterpunkt des ECMWF⁴ Modells dargestellt. Die Modellfelder lagen alle 6 Stunden auf einem Gitter von 1°x 1° Auflösung vor. Ein Vergleich der ECMWF-Vorhersagen mit Schiffsmessungen ergab recht gute Übereinstimmung mit einer Korrelation von 0.96 für die Windrichtung und 0.65 für den Windstreß bei 233 Messungen (Mirbach, 1991). Dabei ist anzumerken, daß einige der Schiffsbeobachtungen auch in die Modellanalysen eingegangen sein könnten.

Der Gesamtwärmefluß (Abb. 2.8a, dicke Linie) bewirkte zwischen September und April eine Wärmeabgabe vom Ozean an die Atmosphäre. Die kurzwellige Einstrahlung (gepunktet) verschwand während der Polarnacht zwischen Oktober und Februar. Das Wintermittel des ECMWF-Modells zwischen Oktober und März ergab einen mittleren Wärmeverlust von 268 W m^{-2} , woran der sensible Wärmefluß mit 106 W m^{-2} den größten Anteil hatte (Tab. 4). Das Modell prognostiziert Niederschlag, und die Verdunstung wurde aus dem latenten Wärmefluß berechnet (Abb. 2.8b), mit:

$$Ev = \frac{Q_l}{H_l \rho_w} ; \quad H_l = 2.53 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1} \text{ und } \rho_w = 1028 \text{ kg m}^{-3} .$$

Im Wintermittel soll der Ozean 14 mm Wasser pro Quadratmeter an die Atmosphäre abgegeben haben. Dabei ist anzumerken, daß das ECMWF Modell kein aktives Eismodell beinhaltet und die Eisbedeckung 'nur' klimatologisch vorgeschrieben wurde. Dadurch können je nach aktueller Eislage die Flüsse recht ungenau sein. Die isolierende Wirkung des Eises wird nochmal im Zusammenhang mit Deckschichtmodellierung in Kapitel 3 aufgegriffen. Der Windstreß im Modell zeigte ein Wintermittel nach Südsüdwesten (Abb. 2.8; Tab. 4) in genereller Übereinstimmung mit der Klimatologie (Abb. 2.6a).

⁴European Center for Medium range Weather Forecast.

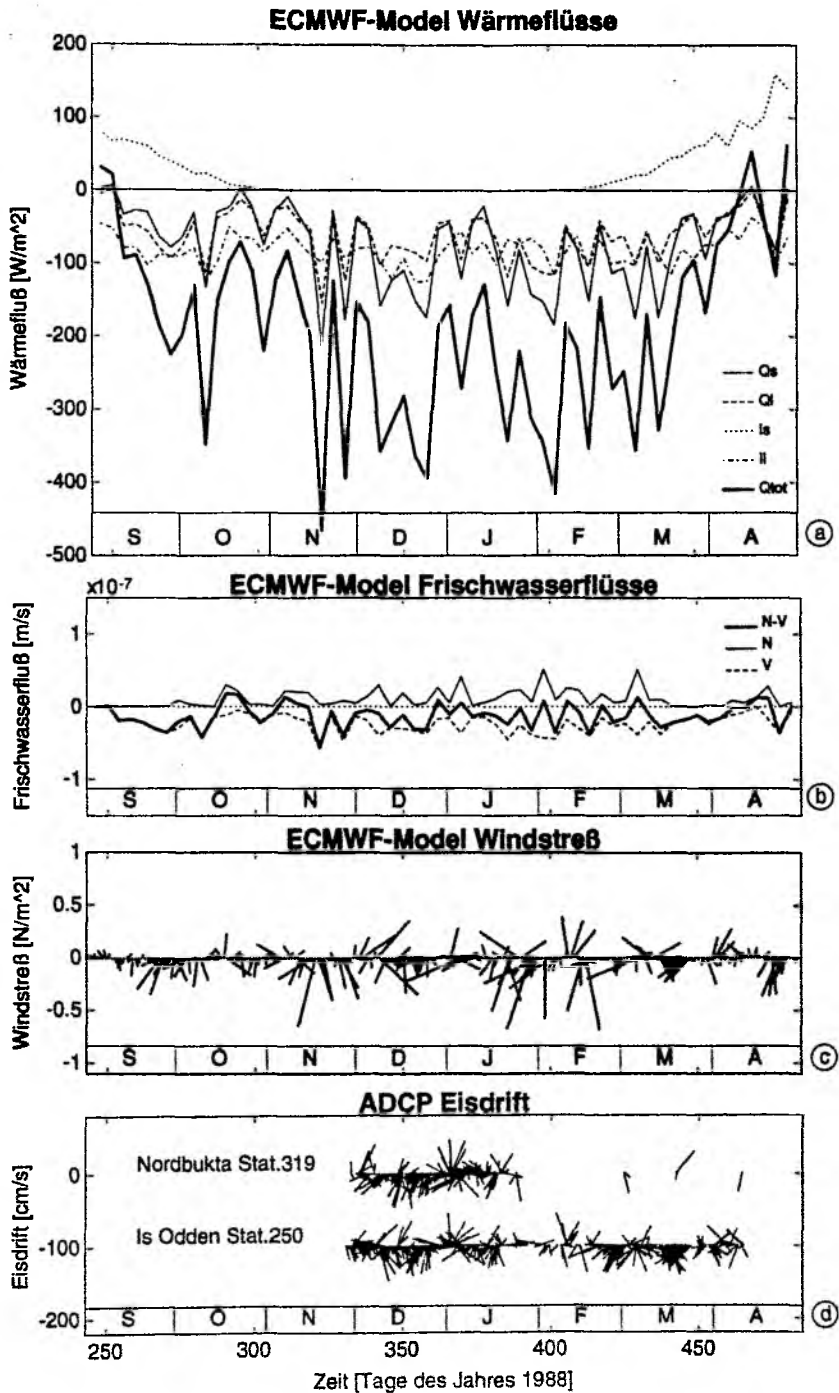


Abb. 2.8: Zeitreihen des ECMWF-Modells für Wärmeflüsse (a) und Frischwasserflüsse (b) bei 75°N und 5°W über 4 Tage gemittelt. (c) Windstreßvektoren mit 6 Stunden Auflösung. (d) ADCP-Eisdriftvektoren, die bei Stat. 319 gemessen wurden.

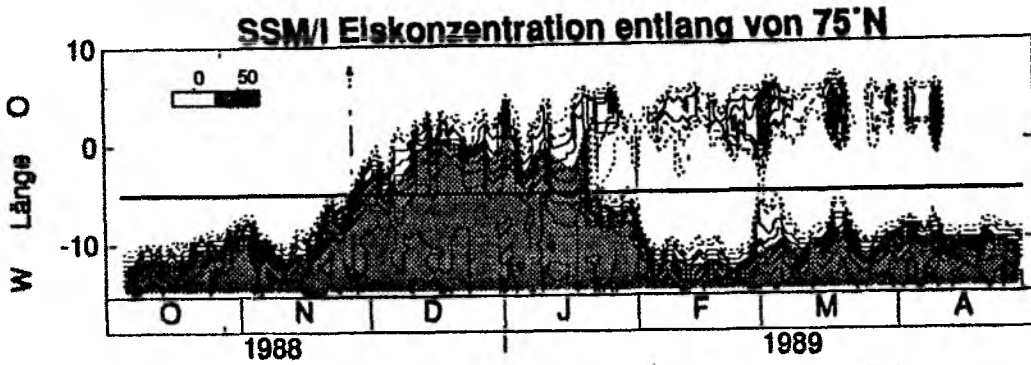


Abb. 2.9: Eiskonzentration 1988-89 auf einem zonalen Schnitt entlang von 75°N. Eiskonzentrationen von mehr als 50% sind schattiert.

Eisverhältnisse: Die Eisverhältnisse in der Grönlandsee sind saisonal und zwischenjährlich stark variabel. Packeis treibt aus dem arktischen Ozean durch die Framstraße mit dem Ostgrönlandstrom an der Küste von Grönland entlang nach Süden. Im September beobachtete man die geringste ostwärtige Ausdehnung des Treibeises und im Dezember ist in vielen Jahren die gesamte zentrale Grönlandsee mit losem Packeis bedeckt (Wadhams, 1981). Von Januar bis April fand man in vielen Jahren eine eisfreie Bucht ('Nordbukta'), die sich vom Spitzbergenstrom aus südwestwärts bis in das Zentrum des Grönlandseewirbels erstreckte (Vinje 1977). Um die 'Nordbukta' herum bleibt eine Eiszunge erhalten, der 'Is Odden' (siehe auch Seite 25).

Typische Eisgrenzen während des Winters 1988/89 sind in Abbildung 2.1b dargestellt. Zwischen November und Dezember verlagerte sich die Eiskante nach Osten und der gesamte Grönlandseewirbel war mit Eis bedeckt. Im Januar bildete sich die Nordbukta und blieb bis zum April erhalten.

Mit Hilfe von passiven Mikrowellendaten, die vom SSM/I⁵ sensor auf einem DMSP⁶ Satelliten empfangen werden, läßt sich durch Kombination der verschiedenen Strahlungskanäle (19.3, 22.2, 37.0 und 85.5 GHz) die Eiskonzentration mit einer horizontalen Auflösung von ~ 35 km bestimmen (z.B. Cavalieri et al., 1984). Die zeitliche Entwicklung der Eiskonzentration⁷ im Winter 1988-1989 ist in Abbildung 2.9 anhand eines Schnittes entlang von 75°N dargestellt. Im Dezember wurde die maximale Eiskonzentration von >80% für die Stationen 319/T6 beobachtet. Mitte Januar öffnete sich die eisfreie Nordbukta und zeigte über die folgenden Wochen starke Variationen im zonalen Durchmesser. Im April verschwand der 'Is Odden' und die Region war eisfrei.

Die mittlere Dauer der Eisbedeckung über dem Grönlandseewirbel wurde aus Satellitenbeobachtungen für den Zeitraum 1979-86 bestimmt und betrug 60-90 Tage (Parkinson, 1992).

Die lokale Eisbedeckung ließ sich durch das von der Meeresoberfläche zurückgestreute Signal der ADCPs bestimmen. Die verwendete Methode ist im Anhang A.2 beschrieben. Für die

⁵Special Sensor Microwave Imager.

⁶Defense Meteorological Satellite Program.

⁷An dieser Stelle möchte ich Leif Toudal vom Elektromagnetischen Institut Kopenhagen dafür danken, daß er mir die SSM/I Eiskonzentrationen für die Jahre 1988-1990 zur Verfügung gestellt hat.

Stationen 319 und 250 ergab ein Vergleich gute Übereinstimmung zwischen dem SSM/I- und ADCP-Eis, wenn man die unterschiedlichen Korrelationsskalen vom SSM/I mit 30-50km und dem ADCP mit 100-500m berücksichtigt. Aus beiden Eisschätzungen wurde ein gemeinsamer Eisindikator abgeleitet, der angibt, ob die Station eisfrei war, ab und zu eisbedeckt oder unter dichtem Eis lag (z.B. Abb. 2.4).

Eisdrift: Die aufwärtsgerichteten ADCPs der Stationen 319 und 250 konnten auch die Eisdrift messen. Im Vergleich mit den ECMWF-Winden ergab sich die bekannte Beziehung, daß die Eisdrift ungefähr 1/50 der Windgeschwindigkeit beträgt (siehe Anhang A.2). Der Ablenkungswinkel war allerdings kleiner als 20° .

Während der eisbedeckten Periode vom 1. Dezember 1988 bis 31. Januar 1989 wurde eine mittlere Eisdrift von 10cm s^{-1} in Richtung 206° in der zentralen Grönlandsee (Stat. 319) beobachtet (Abb 2.8d). Südöstlich davon, in der 'Is Odden'-Region (Stat. 250), war die Eisdrift bei gleicher Richtung (191°) etwas schwächer (6.5cm s^{-1}). Diese Beobachtungen sind ein erster Hinweis darauf, daß es durch windgetriebene Eisdrift einen netto Frischwasserexport aus dem Zentrum der Grönlandsee nach Südwesten geben könnte, da die Eisbedeckung im Nordosten der Grönlandsee geringer als im Südwesten ist.

2.1.3 Vertikalgeschwindigkeiten

Die Vertikalgeschwindigkeiten, die von den ADCPs gemessen wurden, sollten das Absinken während der Konvektion registrieren. Zusätzlich gab es eine Reihe von weiteren Signalen in den Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeiten. Monatliche Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeiten für zwei Tiefenstufen (160m, 320m) bei Station 319 (Abb. 2.10a) zeigen die verschiedenen Prozesse im Verlauf des Winters (siehe auch Schott et al., 1993):

- Auf- und Abwärtsbewegungen mit täglicher Periode sind besonders im Herbst und Frühjahr das dominierende Signal. Dieses Signal entsteht durch die tägliche vertikale Wanderung von Zooplankton (Fischer und Visbeck, 1993) und nicht durch die Dynamik des Ozeans. Eine kurze Zusammenfassung der Planktonwanderung sowie einige Abschätzungen dieses Störeffekts für die Messung von Konvektionsereignissen wird im Anhang A.3 gegeben.
- Kräftige Stürme lösten Mitte November starke Fluktuationen der Vertikalgeschwindigkeit aus. Wahrscheinlich wurden hier interne Wellen beobachtet, die an der Untergrenze der Deckschicht durch heftige Vermischung ausgelöst wurden. Die Konsistenz mit der Theorie von internen Wellen wird im Anhang B untersucht.
- Einzelne Abwärtsbewegungen von 1-4 Stunden Dauer, mit schwächeren Aufwärtsbewegungen dazwischen, sind das Vertikalgeschwindigkeitssignal von Konvektionszellen. Solche Konvektionsereignisse wurden Anfang und besonders Mitte Februar registriert.

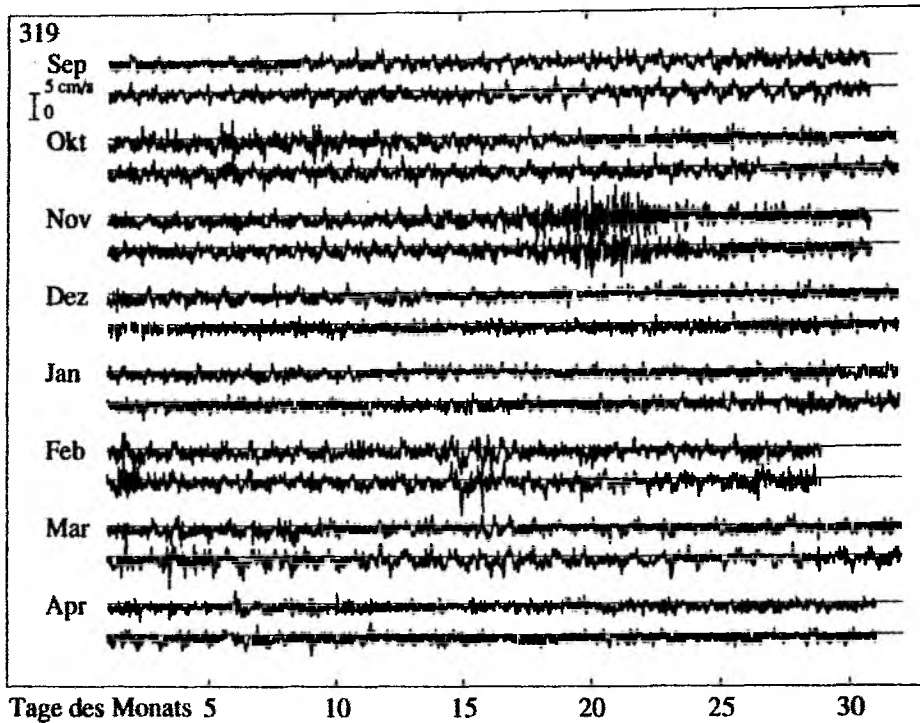


Abb. 2.10a: Monatliche Vertikalgeschwindigkeiten bei Station 319 in 160 und 320 m Tiefe.

Bei Station T6 sehen die Zeitreihen etwas 'glatter' aus als bei den übrigen Stationen (Abb. 2.10b), weil dort nur die halbe zeitliche Auflösung (1 Stunde) verwendet werden konnte. Die schlechtere zeitliche Auflösung erlaubte, eine größere Anzahl von Einzelprofilen zu einem Meßwert zusammenzufassen. Die Einzelmessungen waren daher genauer als bei den übrigen Stationen (siehe auch Anhang A). Auch hier ist das Signal des wandernden Planktons in 230 m Tiefe zu erkennen, während in 1370 m Tiefe kein signifikanter Tagesgang zu finden war. Anfang Februar und Mitte März wurden in 230m Tiefe mehrfach Abwärtsgeschwindigkeiten von $3-6 \text{ cm s}^{-1}$ registriert.

- Die Vertikalgeschwindigkeiten in 1370m Tiefe zeigten am 6. und 16. März Abwärtsbewegungen von $\sim 3-4 \text{ cm s}^{-1}$. Dieses waren die einzigen tiefreichenden Konvektionsereignisse im Winter 1988/89.

Die Kinematik dieser Konvektionsereignisse wird im Teil II (Kapitel 6,7) näher betrachtet.

In der Peripherie der Grönlandsee, bei den beiden Stationen 250 und T5, gab es ebenfalls die tägliche Planktonwanderung (Abb. 2.10c). Beide Stationen zeigten keine auffälligen Abwärtsbewegungen, die Konvektion vermuten ließen.

Die hochfrequente vertikalkinetische Energie ist ein guter Indikator für Vermischungsereignisse (Abb. 2.11). Die Zeitreihen wurden dafür 2-6 Stunden bandpaßgefiltert und gleitend über einen Tag gemittelt.

Die größte Varianz wurde bei Stat. 319 im November beobachtet und wurde wahrscheinlich durch interne Wellen verursacht (Anhang B). Unter dem Eis war die Varianz der Vertikalge-

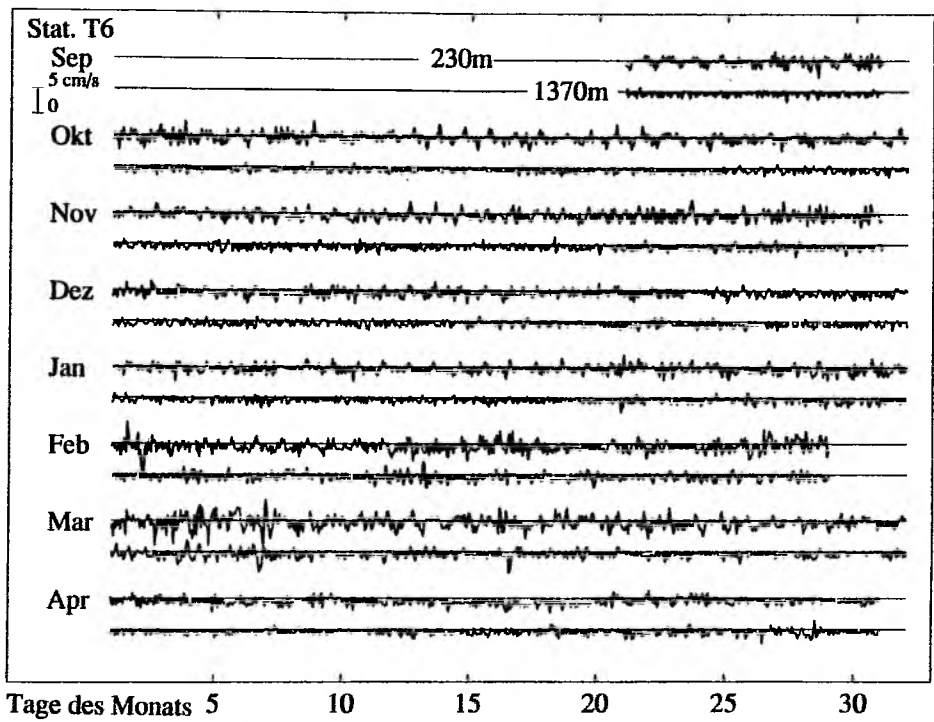


Abb. 2.10b: Vertikalgeschwindigkeit bei Station T6 in 320 und 1370 m Tiefe.

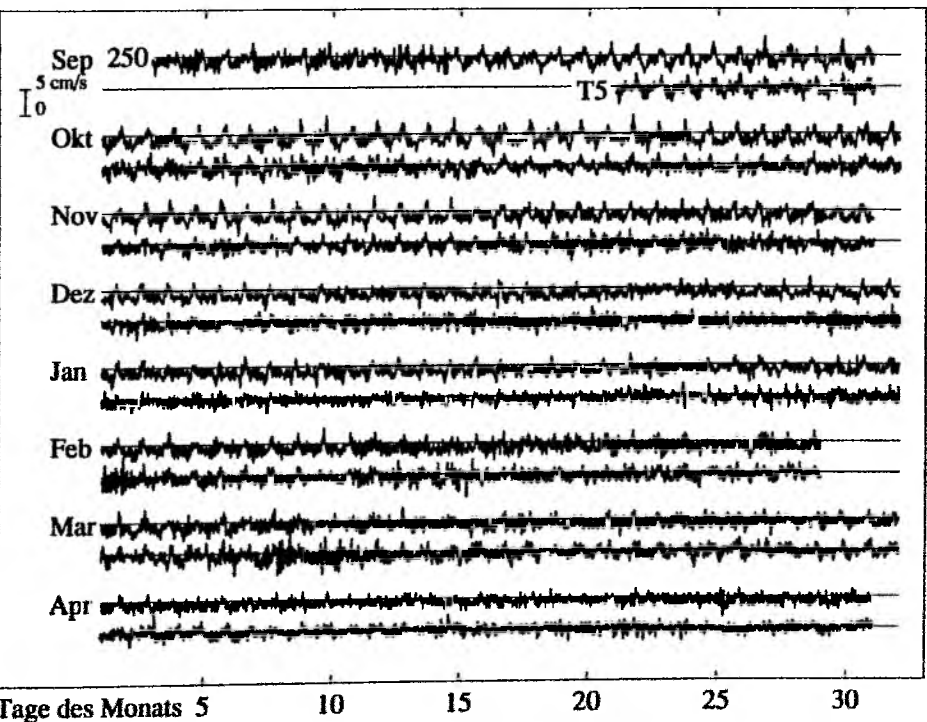


Abb. 2.10c: Vertikalgeschwindigkeit bei Station 250 und T5 in 320 m Tiefe.

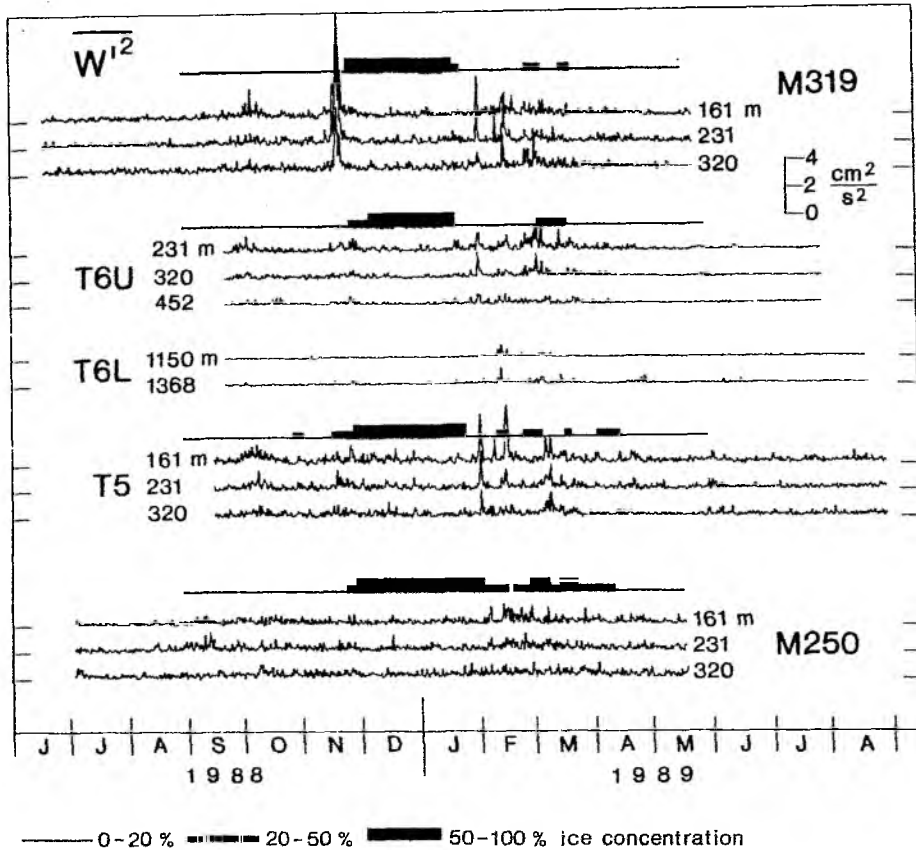


Abb. 2.11: Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeitsvarianz für Perioden >2 und <6 Stunden für alle ADCPs in verschiedenen Tiefen. Die Eislage ist durch Balken markiert (aus Schott et al., 1993).

schwindigkeiten minimal. Nach dem Öffnen der eisfreien Nordbukta stieg die hochfrequente vertikalkinetische Energie wieder an.

Generell traten Perioden erhöhter Varianz zeitgleich bei allen Stationen auf. Dieses deutet darauf hin, daß starke Winde überall gleichzeitig einen Anstieg der vertikalkinetischen Energie bewirkten.

2.1.4 Temperatur-Schichtungsentwicklung

Hydrographische Stationen aus dem Zentrum der Grönlandsee (75°N , 5°W) zwischen dem Sommer 1988 und dem Sommer 1989 ließen eine deutliche saisonale Variabilität in den oberen 1800m erkennen (Abb 2.12 aus GSP Gruppe, 1990). Im Sommer befand sich eine ca. 50 m tiefe relativ warme und salzarme Deckschicht über dem atlantischen Zwischenwasser. Im November hatte die immer noch flache Deckschicht fast Gefrierpunkttemperatur (-1.9°C). Anfang Februar reichte die Deckschicht bis in 300 m Tiefe und hatte sich auf ca. -1.3°C erwärmt. Konvektionsereignisse brachten im März kalte Temperaturen von ca. -1.3°C bis in mittlere Tiefen

(1000-1500m; Abb. 2.12c).

Eine besser aufgelöste Temperaturschichtungsentwicklung wurde von verankerten Thermistorketten in der zentralen Grönlandsee (Stat. 319) und in der südöstlichen Peripherie (Stat. 250) über den Winter hinweg registriert (Schott et al., 1993):

- Die Entwicklung der Temperaturschichtung bei Station 319 wird als repräsentativ für das Zentrum der Grönlandsee, bzw. dem Gebiet der eisfreien Bucht (Nordbukta) angenommen (Abb. 2.13a,b). Im Herbst wurde durch Wärmeabgabe vom Ozean an die Atmosphäre die sommerliche warme Deckschicht abgekühlt. Die Deckschicht vertiefte sich und erreichte Anfang Dezember Deckschichttiefen von 100m und Temperaturen von -1.8°C . Unter dem Eis (Dezember-Januar) vertiefte sich die ausgeprägte Temperatursprungschicht nur langsam mit ca. 1 Meter pro Tag. Mitte Januar nahm die Eisbedeckung ab und die Deckschicht vertiefte sich schnell auf 200 m. Anfang Februar lagen alle Sensoren der Thermistorkette (60-240m Tiefe) in der Deckschicht. Ab dem 15. Februar zeigte auch der ACM in 350m Tiefe die Deckschichttemperatur an. Bei der Deckschichtvertiefung wurde warmes Atlantisches Zwischenwasser eingemischt und erhöhte die Temperaturen auf -1.3°C . Mitte März gab es ein erneutes Abkühlen der oberen 100m, was wahrscheinlich durch Eisschmelze verursacht wurde. Ende März änderten sich die Deckschichttemperaturen in kurzen Abständen und die Variabilität der Horizontalströmung nahm deutlich zu (Abb. 2.5). Möglicherweise verursachten vorbeidriftende Wirbel dieses Temperatursignal.
- In der südöstlichen Peripherie, im Gebiet der langanhaltenden Eisbedeckung (Is Odden), wurde bei Stat. 250 eine andere Schichtungsentwicklung beobachtet (Abb. 2.13c,d). Die Deckschichttiefen waren über die gesamte Winterperiode flacher als in der zentralen Grönlandsee. Die winterliche Deckschicht mit Temperaturen nahe dem Gefrierpunkt unter dem Eis (-1.8°C) erreichte erst im Februar den flachsten Sensor der Thermistorkette in 78 m Tiefe. Das Atlantische Zwischenwasser war hier mit Temperaturen von $+0.5^{\circ}\text{C}$ deutlich wärmer als bei Station 319 (-0.5°C). Die Deckschichttiefe wurde langsam tiefer, aber bis Mitte April lagen nie alle Sensoren der Thermistorkette (78-258 m Tiefe) im homogenen Wasser der Deckschicht.

Die Stabilität der Schichtung läßt sich in den polaren Regionen nicht direkt aus der Temperatur ablesen, da die Dichte des Wassers in erster Näherung durch den Salzgehalt bestimmt ist. Die Temperatur ist jedoch ein guter Wassermassenindikator, da es starke Temperaturunterschiede zwischen kaltem und salzarmem Polarem Oberflächenwasser und dem warmen und salzreichen Atlantischen Zwischenwasser gibt.

Die Entwicklung der Schichtungsstabilität kann nur durch genaue Salzgehaltsmessungen verfolgt werden. Deshalb werden im Rahmen des Grönlandsee-Monitoring seit 1992 auch Salzgehaltsmesser in der Verankerung eingesetzt.

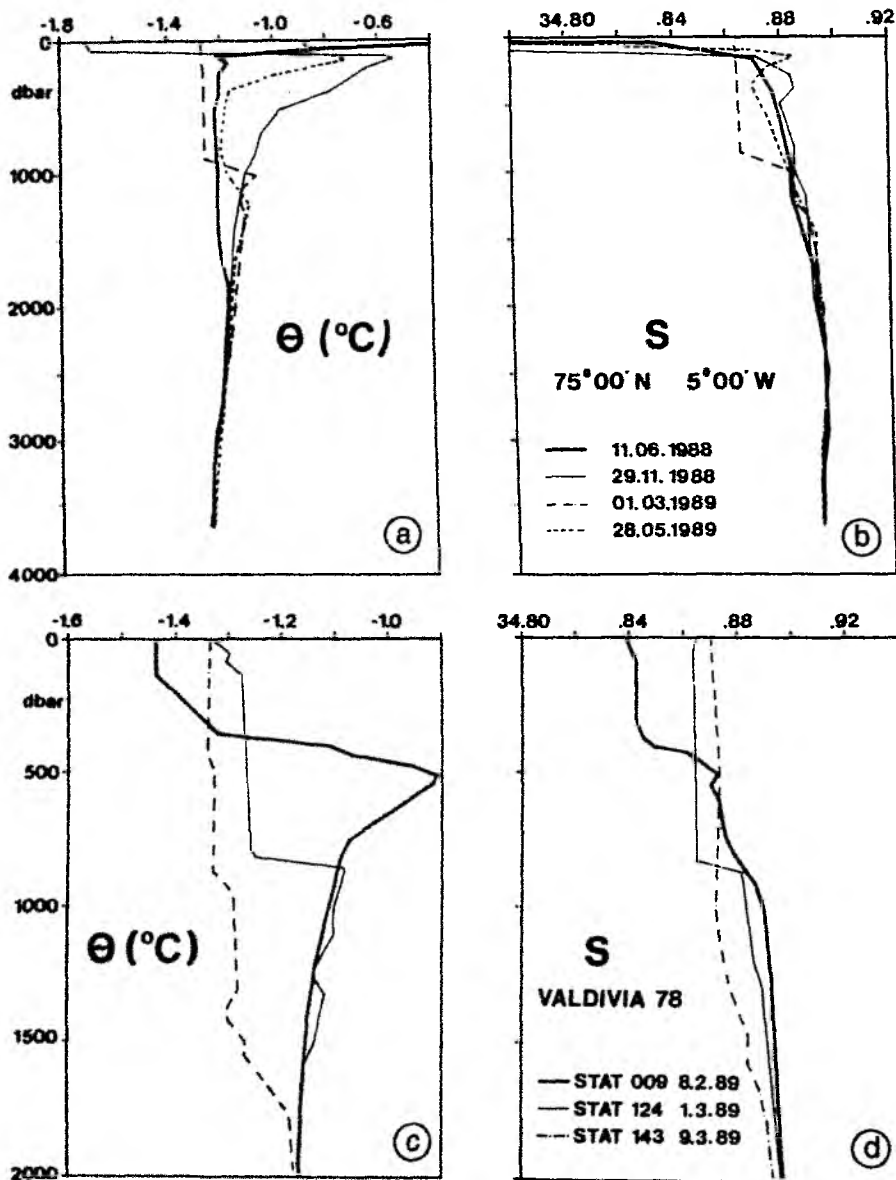


Abb. 2.12: Profile der potentiellen Temperatur (a) und des Salzgehalts (b) bei 75°N und 4°W zwischen Sommer 1988 - 1989. (c,d) Zeigen das Eindringen der 'neuen' Wassermasse im Februar und März 1989 (aus GSP Gruppe, 1990).

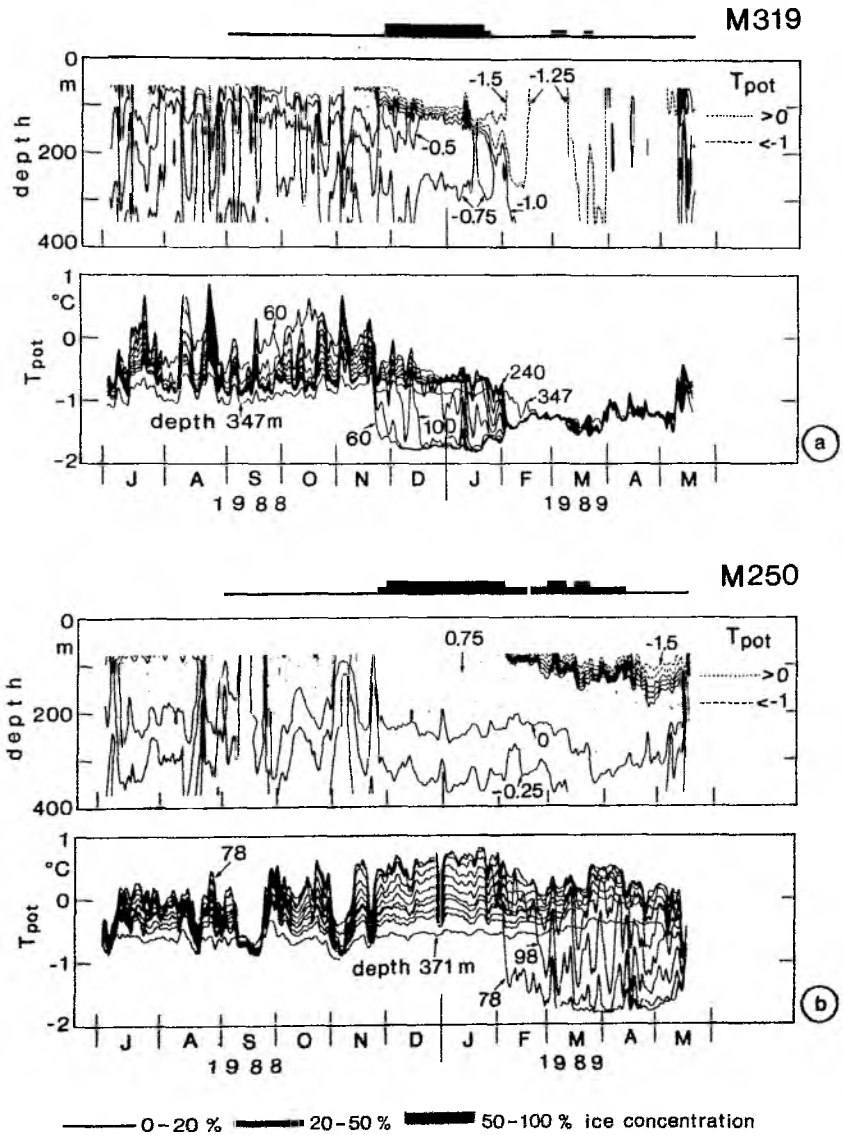


Abb. 2.13: Zeitreihen der potentiellen Temperatur bei Station 319 (a) und 250 (b) für den gesamten Verankerungszeitraum aus Thermistorkettendaten, ergänzt durch ein ACM in 347m bzw 371m Tiefe. Das Konturintervall ist 0.25°C . Die Eislage ist durch Balken gekennzeichnet (aus Schott et al., 1993).

2.1.5 Die 'Nordbukta'

Als alle Stationen im Dezember eisbedeckt waren, gab es weder in den Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeit noch in denen der Temperatur Hinweise auf Konvektion. Erst als das Zentrum der Grönlandsee eisfrei war, gab es Anzeichen für schnellere Deckschichtvertiefung und Konvektionseignisse. Die Eislage und insbesondere die Entstehung der Nordbukta scheint im direkten Zusammenhang mit Vermischungs- und Konvektionseignissen zu stehen.

Die Entstehung der 'Nordbukta'

Das Öffnen der eisfreien 'Nordbukta' ist günstig für Konvektion. Meereis isoliert den Ozean von der Atmosphäre, d.h. weniger Wärme kann durch das Eis oder kleinere offene Gebiete (engl. 'leads') hindurch an die Atmosphäre abgegeben werden. Das Öffnen der eisfreien Bucht kann auch ein Zeichen von schwacher Schichtung unterhalb der Deckschicht sein. Ein solches Szenario wird in diesem Abschnitt vorgestellt.

Über die Entstehung der 'Nordbukta' gibt es unterschiedliche Vorstellungen:

1. Deckschichtvertiefung bringt warmes Wasser an die Oberfläche und das Eis wird geschmolzen (z.B. Roach et al., 1993).

2. Das zweite Szenario schließt die Eisdrift mit ein:

Nordstürme treiben das 'alte' Eis nach Südwesten und lassen ein Gebiet mit geringer Eiskonzentration zurück. Dort wird durch starke Wärmefflüsse Neueis gebildet, was je nach Region bzw. Schichtungsverhältnissen unterschiedliche Konsequenzen hat:

- Im Zentrum der Bucht, wo die vertikale Schichtung ohnehin schwach ist, führt der Salzeintrag durch Neueisbildung zu einer Deckschichtvertiefung. Dadurch wird Wärme und weiteres Salz in die Deckschicht gebracht. Durch die Erwärmung von unten wird das 'neue' Eis an der Oberfläche wieder geschmolzen und die Bucht bleibt eisfrei. Das Einmischen von Salz hat den Deckschichtsalzgehalt erhöht und jede weitere Abkühlung wird zu erneuter Deckschichtvertiefung führen. Die Voraussetzungen für eine effektive Deckschichtvertiefung sind: 1) Der Großteil des Zwischenwassers muß bereits erodiert sein und 2) es darf nicht zu viel Eis in die Region hereingetrieben werden.
- In der Peripherie, z.B im Gebiet des 'Is Oddens', bewirkt der Oberflächensalzeintrag durch Neueisbildung nur eine geringe Deckschichtvertiefung, da an der Untergrenze der Deckschicht immer noch eine starke Salzgehaltssprungschicht liegt. Somit wird nicht genügend warmes Wasser hochgemischt, um das 'neue' Eis zu schmelzen und die Region bleibt eisbedeckt.

Die Eisdrift übernimmt hier die Funktion eines Triggermechanismus, aber ob sich eine eisfreie Bucht ausbildet oder nicht, hängt nur von den Schichtungsverhältnissen unterhalb

der Deckschicht ab. Bei geringer Stabilität vertieft sich die Deckschicht schnell genug, um weitere Eisbildung zu verhindern.

Um die Plausibilität beider Szenarien zu vergleichen, werden im folgenden die beobachteten Eis-, Strömungs- und Schichtungsverhältnisse der Grönlandsee von Januar bis März 1989 näher betrachtet. Weiterhin werden in Kapitel 3 unterschiedliche Szenarien der Schichtungsentwicklung im Gebiet der Nordbukta und des Is Oddens mit Hilfe eines Deckschichtmodells untersucht.

Eiskonzentrations- und Deckschichtänderungen im Winter 1989

Die Entwicklung der Eisbedeckung zwischen dem 15. Januar und 15. Februar 1989 ist in Abbildung 2.14a anhand von SSM/I-Eiskarten dargestellt. Man erkennt das Zurückweichen des Eises nach Südwesten zwischen dem 9. und 23. Januar und am 6. Februar ist die 'Nordbukta' weit geöffnet. Zwei Schnitte, einer in Nord-Südrichtung entlang von 5°W , der andere in Ost-Westrichtung entlang 75°N , zeigen die zeitliche Entwicklung der Eiskonzentration mit täglicher Auflösung (Abb. 2.14b,c). Ab dem 20. Januar wurde die Eiskonzentration bei Stat. 319 geringer, und am 1. Februar hatte sich ein breites eisfreies Gebiet, die 'Nordbukta', gebildet.

Die nord-südwärtige Erstreckung der Eisgrenze korrelierte deutlich mit dem Wind (Abb. 2.14b). Besonders bei den Stürmen am 20. Januar, 1. und 15. Februar wurde eine Südwärtsverlagerung der Eiskante entlang von 5°W registriert.

Am 9. Januar zeigten die Eismessungen des ADCP-Oberflächensignals bei Stat. 319 nach einem Nordoststurm die erste eisfreie Periode, die in den Satellitenkarten nicht zu finden war. Während dieses Zeitraumes gab es in den Thermistorketten-Registrierungen einen Hinweis auf Auftrieb. Man erkennt das Anheben der Temperatursprungschicht um ca. 20 m, aber es wurden keine Vermischungsereignisse im Zusammenhang mit diesem Auftrieb registriert, wie sie z.B. von Häkkinen (1987) bei Auftrieb an der Eiskante vorgeschlagen wurden.

Mitte Januar war Stat. 319 wieder eisbedeckt und bei einem kräftigen Nordsturm öffnete sich die 'Nordbukta' am 21. Januar zum ersten Mal. Die Windbedingungen in diesem Zeitraum (Wetterkarte dazu Abb. 2.6b) wurden von Guest und Davidson (1991) als günstig für Konvektion angegeben. Die ADCPs registrierten Eisdriften von bis zu 50 cm s^{-1} nach Südwesten und die Deckschicht begann sich danach schneller, mit ca. 3 Meter pro Tag, zu vertiefen. Am 1. Februar trieb ein weiterer Nordsturm das Eis nach Süden (Abb. 2.14b,d), und die Deckschicht war bis zum tiefsten Sensor der Thermistorkette bei Stat. 319 durchmischt (240m). Dabei könnte von unten eingemischtes wärmeres Wasser die beobachtete Erwärmung der Deckschichttemperatur bewirkt haben. Während dieser Zeit wurden bei erhöhter Varianz der Vertikalgeschwindigkeit in 320m Tiefe einzelne Konvektionseignisse beobachtet.

Der nächste starke Sturm am 14. Februar vertiefte und erwärmte die Deckschicht weiter und auch der ACM-Sensor in 347m Tiefe lag nun in der Deckschicht. Die Vertikalgeschwindigkeiten zeigten die stärksten Abwärtsbewegungen des Winters mit bis zu 8 cm s^{-1} für 1-2 Stunden.

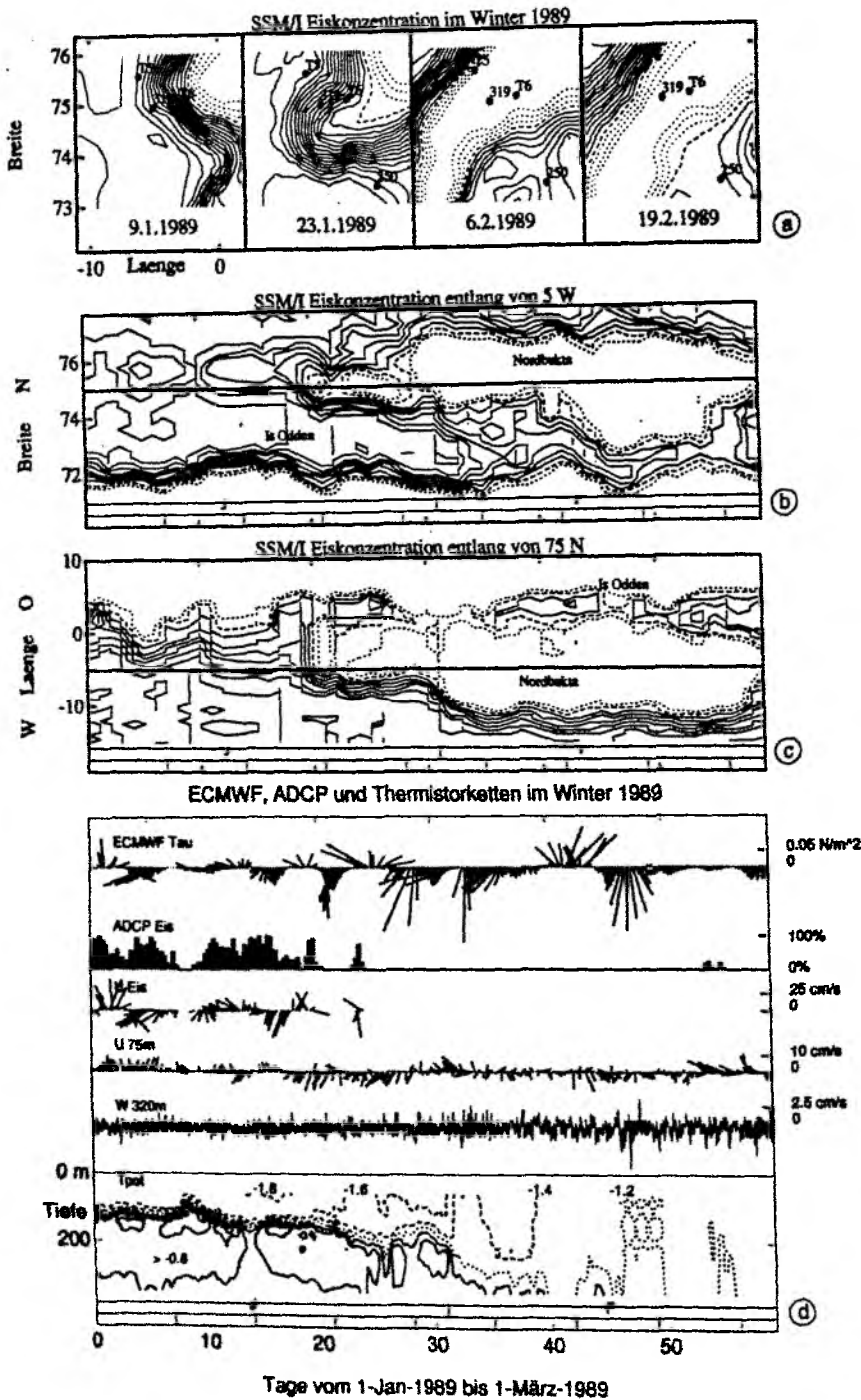


Abb. 2.14: (a) Karten der Eiskonzentration für verschiedene Termine. Darunter ist die zeitliche Entwicklung der Eiskonzentration konturiert: (b) für einen Nord-Süd Schnitt entlang von 5°W und (c) für einen Ost-West Schnitt entlang von 75°N. Im untersten Bild (d) sind Zeitreihen der ECMWF-Modell Windschubspannung, der vom ADCP gemessenen Eiskonzentration und Eisdrift, der Horizontalströmung in 75m Tiefe und der Vertikalgeschwindigkeit in 320m Tiefe dargestellt. Darunter ist die Temperaturschichtungsentwicklung mit einem Konturintervall von 0.2 °C dargestellt.

Die 'Nordbukta' vergrößerte sich weiter nach Süden und Westen und erreichte die maximale Ausdehnung (Abb. 2.14).

Die nächsten Tage folgte 'ruhiges' Wetter, und die Bucht verkleinerte sich zunehmend und wurde erst Mitte März durch erneute Nordstürme wieder vergrößert.

Eisdrift

Die beobachtete Eisdrift ist durch progressive Vektordiagramme in Abbildung 2.15 dargestellt. Zwischen dem 9. und 16. Januar zeigten die SSM/I Eiskarten nur wenig Veränderung der 50%-Konzentrationskontur. Die vom ADCP gemessene Eisdrift zeigte aber bei Stat. 319 eine Verlagerung des Eises nach Westen.

Zwischen dem 16. und 23. Januar registrierten beide ADCPs Eisdriften nach Südwesten, die einer Verlagerung von ca. 50 km entsprechen. In diesem Zeitraum nahm auch die Eiskonzentration in der zentralen Grönlandsee ab und die Nordbukta öffnete sich. Die 50% Kontur lag am 23. Januar südwestlich von der des 16. Januars.

Das Entstehen der kleinen eisarmen Bucht mit 50-100 km Durchmesser am 23. Januar (Abb. 2.15, gestrichelt) kann nicht allein durch winderzeugte Eisdrift erklärt werden, da die Horizontalskala des Windfeldes typischerweise 300-800 km ist. Es könnten aber auch horizontale Dichtegradienten eine Oberflächenströmung erzeugt haben, die die Eisdrift beeinflusst. Wenn das Wasser im Zentrum der Bucht dichter und tiefer durchmischt war als in der Peripherie, so bewirkten die horizontalen Dichteunterschiede eine vertikale Stromscherung. Die Geschwindigkeit dieser oberflächenintensivierten Strömung läßt sich mit Hilfe der thermischen Windgleichung abschätzen:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{g}{f\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial y}.$$

Bei einer Dichtedifferenz von $\Delta\rho = 0.1 \text{ kg m}^{-3}$ (Bucht: $T=-1.6$, $S=34.8$, Peripherie: $T=-1.8$, $S=34.65$) und einer Distanz von $\Delta y = 20 \text{ km}$ ergibt das eine Oberflächenströmung, relativ zu 150m Tiefe, von $\Delta u \sim 5 \text{ cm s}^{-1}$. Dieser 'Randstrom' kann das Eis in 5 Tagen 25 km weit zyklonal um die Bucht herum verlagern, wenn das Eis im wesentlichen von der Strömung versetzt wird.

Solch ein 'Randstrom' könnte auch die windgetriebene Advektion von Eis in das Zentrum der Bucht über die Dichtefront hinweg erschweren, also z.B. bei Nordwestwinden nach Süden ablenken.

Aus den beobachteten Eiskonzentrationen läßt sich nicht sicher ableiten, ob die Nordbukta durch Eisschmelze oder Eisdrift entstanden ist. Aber immerhin gab es eine Eisdrift, die einen Teil des Eises aus der Region exportiert haben könnte, ohne neues heranzuführen, da im Nordosten weniger Eis beobachtet wurde.

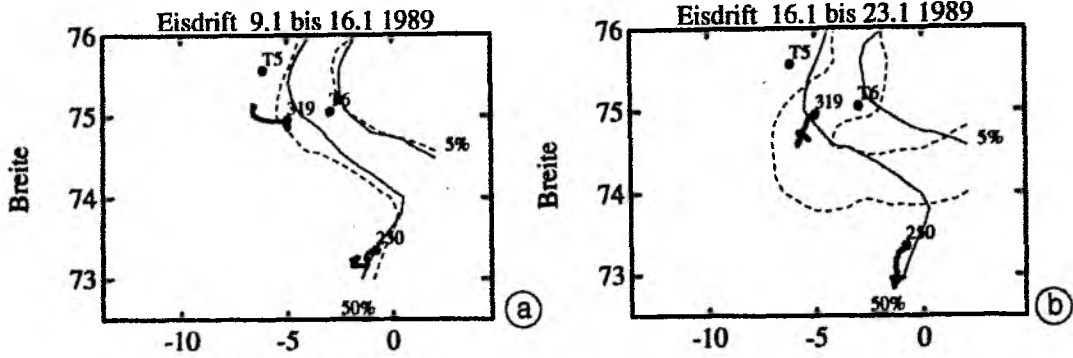


Abb. 2.15: SSM/I Eiskonzentrationskarten und progressive Vektoren für die vom ADCP gemessene Eisdrift (dicke Linie) bei den Stationen 319 und 250. (a) Eiskonzentrationen vom 9. Januar 1989 (durchgezogen) und 16. Januar (gestrichelt) und kumulative Eisdrift für denselben Zeitraum (dicke Linien). (b) wie a) zwischen dem 16. und 23. Januar 1989.

Eisdrift oder Eisschmelze?

Im folgenden wird durch einfache Deckschichtbilanzen der Effekt von Eisbildung und Eisschmelze auf die Temperaturen und Salzgehalte der Deckschicht ohne Advektion abgeschätzt. Die Temperaturänderung der Deckschicht ist gegeben durch:

$$\frac{\partial T_{mix}}{\partial t} = C_p L_i \frac{-W_{ice}}{H_{mix}} + (T_{mix} - T_{below}) \frac{W_{entr}}{H_{mix}} + \frac{Q_0 + Q_D}{C_p \rho H_{mix}}. \quad (2.1)$$

Der erste Term beschreibt die Temperaturänderung durch Schmelzwärmeabgabe ($L_i = 3.24 \cdot 10^{-5} \text{ J kg}^{-1}$) bei Änderung der Eisdicke $W_{ice} = \partial h_i / \partial t$. Der zweite Term steht für das Einmischen von warmem Wasser an der Untergrenze der Deckschicht durch Deckschichtvertiefung $W_{entr} = \partial H_{mix} / \partial t$. Der dritte Term beinhaltet die Temperaturänderung durch die Summe der Oberflächenflüsse und Doppeldiffusion. Die doppeldiffusiven Flüsse sind nach Huppert (1971) für das Schichtungsregime gegeben: Mit

$$\alpha F_D = 0.32 k^{\frac{2}{3}} \left(\frac{g}{\nu} \right)^{\frac{1}{3}} R_\rho^{-2} (\alpha \Delta T)^{\frac{4}{3}} \quad \text{und} \quad R_\rho = \frac{\beta \Delta S}{\alpha \Delta T}$$

ergibt sich

$$Q_D = F_D \rho C_p.$$

Eine ähnliche Bilanzgleichung läßt sich auch für den Salzgehalt aufstellen:

$$\frac{\partial S_{mix}}{\partial t} = (S_{mix} - S_{ice}) \frac{W_{ice}}{H_{mix}} + (S_{mix} - S_{below}) \frac{W_{entr}}{H_{mix}} - S_{mix} \frac{N - V}{H_{mix}}. \quad (2.2)$$

Die doppeldiffusiven Salzflüsse im Schichtungsregime sind zu vernachlässigen.

Die Änderung von Temperatur und Salzgehalt in der Deckschicht wurde mit den Konstanten ($S_{ice} = 11$, $C_p = 3990 \text{ J kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ und $\rho = 1028 \text{ kg m}^{-3}$) während drei unterschiedlicher Zeiträume abgeschätzt und in Tabelle 5 den beobachteten Änderungen gegenübergestellt.

Tabelle 5: Deckschichttemperatur- und -salzgehaltsänderungen

Größe	Einheit	10.12-20.01	20.01-31.01	01.02-10.02
S_{mix}		34.60	34.80	34.84
T_{mix}	[°C]	-1.80	-1.60	-1.40
S_{below}		34.86	34.87	34.88
T_{below}	[°C]	-0.80	-0.80	-0.80
H_{mix}	[m]	150	200	300
W_e	[m Tag ⁻¹]	1	3	10
Q	[W m ⁻²]	-100	-200	-200
$N - V$	10 ⁻⁹ [m s ⁻¹]	-10	-10	-10
dh_i	[m]	0.5	-0.25	-0.25
Zeit	[Tage]	50	10	10
dT_{ice}	[°C]	0.27	-0.10	-0.07
dT_{entr}	[°C]	0.33	0.12	0.20
dT_Q	[°C]	-0.70	-0.21	-0.14
dT_D	[°C]	0.07	0.07	0.05
$\sum dT$	[°C]	-0.03	-0.12	0.04
dT_{obs}	[°C]	0.1	0.2	0.05
dS_{ice}		0.079	-0.030	-0.020
dS_{entr}		0.087	0.011	0.013
dS_{N-V}		0.010	0.002	0.001
$\sum dS$		0.175	-0.018	-0.005
dS_{obs}		0.2	0.01	0.005

Zwischen Dezember und Mitte Januar hätte die Deckschicht ihre Temperatur nur wenig ändern sollen (-0.03°C). Die beobachtete Erwärmung (0.1°C) spricht entweder für mehr Eisbildung oder reduzierte Wärmeflüsse durch Eisisolierung. Die erwartete Salzgehaltserhöhung von 0.18 wurde auch ungefähr beobachtet. In diesem Zeitraum wurde die Dichte der Deckschicht durch Salzlaugenausfällung erhöht.

Als sich die 'Nordbukta' öffnete (Mitte bis Ende Januar), waren die Unterschiede zwischen erwarteter und beobachteter Deckschichttemperaturänderung am größten. Nimmt man an, daß kein Eis geschmolzen wurde, so wird die Differenz zwischen Beobachtung und Vorhersage kleiner, aber es bleiben noch 0.2 °C unerklärt. Auch die beobachteten Salzgehaltsänderungen sprechen für ein Szenario ohne Eisschmelze.

Im Februar, als sich die Deckschicht weiter vertiefte, sind die beobachteten und erwarteten Deckschichttemperatur- und salzgehaltsänderungen in genereller Übereinstimmung.

Bei den Bilanzierungen wurde die horizontale Advektion vernachlässigt und die Stabilitätsbedingungen bei den Abschätzungen der Deckschichttiefen nicht berücksichtigt. Im Kapitel 3 wird dieser Zeitraum noch einmal im Zusammenhang mit eindimensionaler Deckschichtmodellierung betrachtet werden.

Die beobachteten Deckschichteigenschaften geben keinen Hinweis auf Eisschmelze. Es ist deshalb anzunehmen, daß ein Großteil des Eises, das zwischen Dezember und Mitte Januar in der zentralen Grönlandsee gebildet wurde, durch Eisdrift nach Südwesten exportiert wurde.

Im folgenden werden die Wind-, Eis- und Schichtungsverhältnisse im Monat März beschrieben, die zum Auftreten von tieferreichender Konvektion geführt haben.

Entwicklung der 'Nordbukta'

Die Fläche von offenem Wasser in der 'Nordbukta' zeigte um den 25. Februar ein Maximum und schrumpfte in den ersten Märztagen auf die Größe zurück, die sie Anfang Februar hatte (Abb. 2.16, 2.14; siehe auch Roach et al., 1993). Am 5. März wurde durch einen Nordoststurm die Bucht wieder vergrößert und zum ersten Mal Konvektion bis in mittlere Tiefen beobachtet. Südliche Winde zwischen dem 8. und 12. März (Abb. 2.16) trieben Eis in die Bucht und die Temperaturschichtung bei Stat. 319 zeigte eine nur 150m tiefe und -1.5°C kalte Deckschicht. Die Abkühlung und die flache Deckschichttiefe könnte durch Eisschmelze verursacht worden sein. Bei einer Deckschichttiefe von 150m würde ein mittlerer Wärmefluß von 150 W m^{-2} über 5 Tage die Temperatur um 0.1°C erniedrigen und 20 cm Eisschmelze um nochmal 0.1°C . Zusammen würde das die beobachtete Temperaturerniedrigung von 0.2° erklären können. Der Salzgehalt hätte sich dabei nur um 0.03 verringern müssen.

Vom 12. bis zum 16. März herrschte eine Großwetterlage, die sibirische Luftmassen mit nördlichen Winden in die Grönlandsee brachte und von Guest und Davidson (1991) als günstig für das Auftreten von Konvektion bewertet wurde (Abb. 2.6c). Während dieser Zeit wurde das zweite Mal bei Stat. T6 eine Abkühlung in 1400m Tiefe beobachtet und gleichzeitig auch Abwärtsbewegungen von 3 cm s^{-1} vom ADCP registriert (Abb. 2.17). Der Wind war nicht besonders stark ($\tau = 0.25\text{ Nm}^{-2} \sim 6\text{ Bft}$) im Vergleich zu den Stürmen vom Februar mit bis zu 8 Bft. Die kalte Luft bewirkte ein weiteres Zufrieren der 'Nordbukta' (Abb. 2.16). Am 18. März wurde bei Stat. 319 sogar wieder Eis vom ADCP registriert.

Später im Monat reduzierte die zunehmende Sonneneinstrahlung den Netto-Wärmefluß, und im April wurde nur noch selten Wärme vom Ozean an die Atmosphäre abgegeben (Abb. 2.8). Auch die Vertikalgeschwindigkeiten zeigten keine Anzeichen von energiereichen vertikalen Vermischungsprozessen mehr (Abb. 2.11).

Die Eiskonzentration des 'Is Oddens' verringerte sich stetig, und ab Mitte April war das Gebiet östlich von 10°W eisfrei.

Die Deckschicht der 'Nordbukta' am 14. März

Am 14. März 1989 wurden mit dem norwegischen Forschungsschiff *Hakon Mosby* mehrere SeaSor⁸ Schnitte durch das Zentrum der 'Nordbukta' gefahren (Johannesson und Sandven, 1989). Nahe den Eiskanten wurde eine flache (50-150 m), salzarme und kalte Deckschicht gefunden (Abb. 2.18). Im Zentrum der Nordbukta war die Deckschicht tiefer als die maximale Tauchtiefe des Sensors, die bei 200-250 m lag. Das Gebiet der tiefen Deckschicht war 50 km breit und 100 km lang. Die Deckschichtsalzgehalte bei Stat. T6 waren um 0.03 höher als bei der 60 km entfernten Station 319 und die Temperatur um 0.1°C wärmer. Möglicherweise waren diese Unterschiede von 0.02 kg m^{-3} in der Deckschichtdichte ausreichend dafür, daß in den nächsten Tagen bei Stat. T6 Konvektion bis in 1400m Tiefe auftrat, während bei Stat. 319 nur

⁸CTD in einem Schleppfisch, der hinter dem fahrenden Schiff auf- und abbewegt wird.

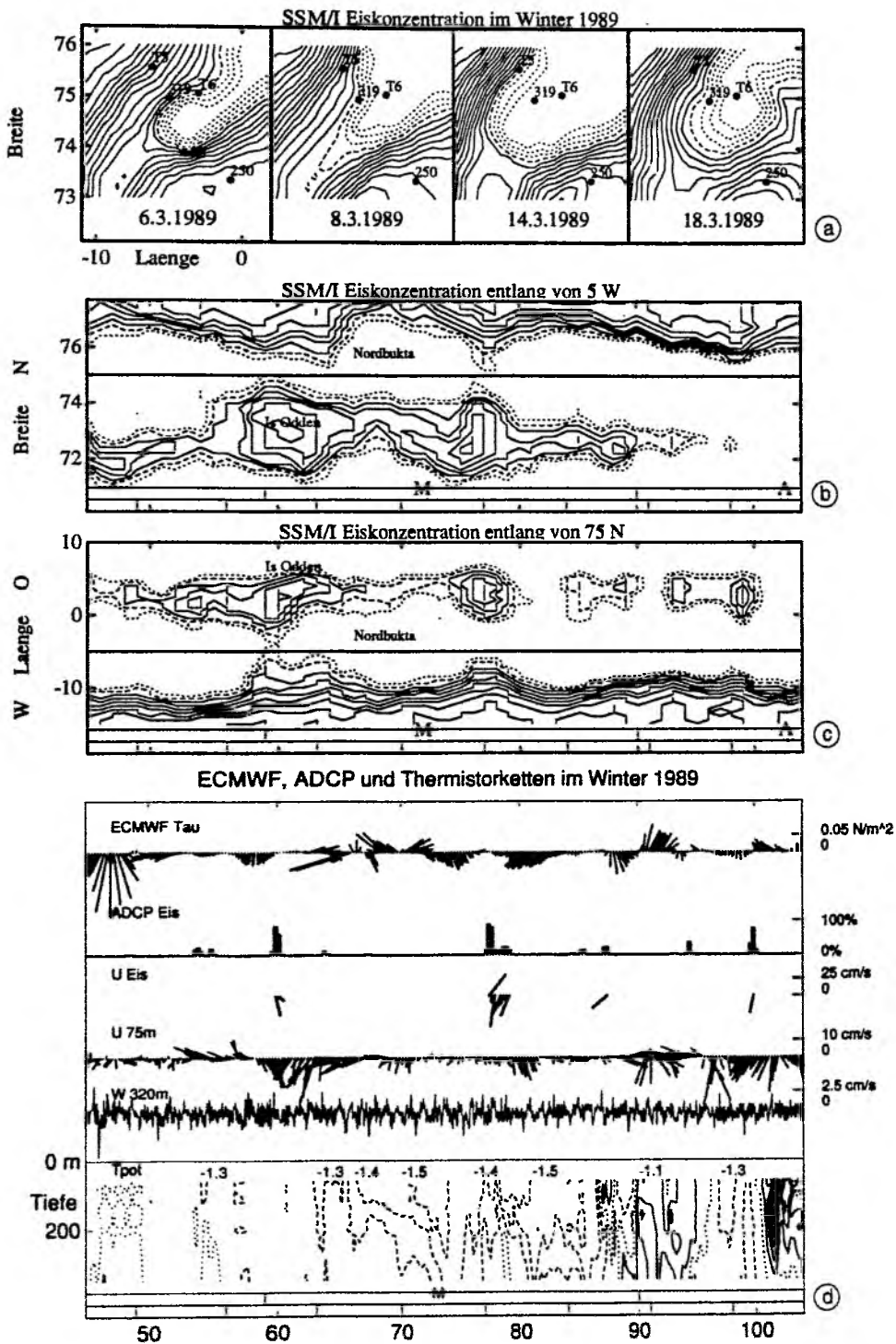


Abb. 2.16: Wie Abbildung 2.14 für den Zeitbereich vom 15. Februar bis zum 15. April 1989.

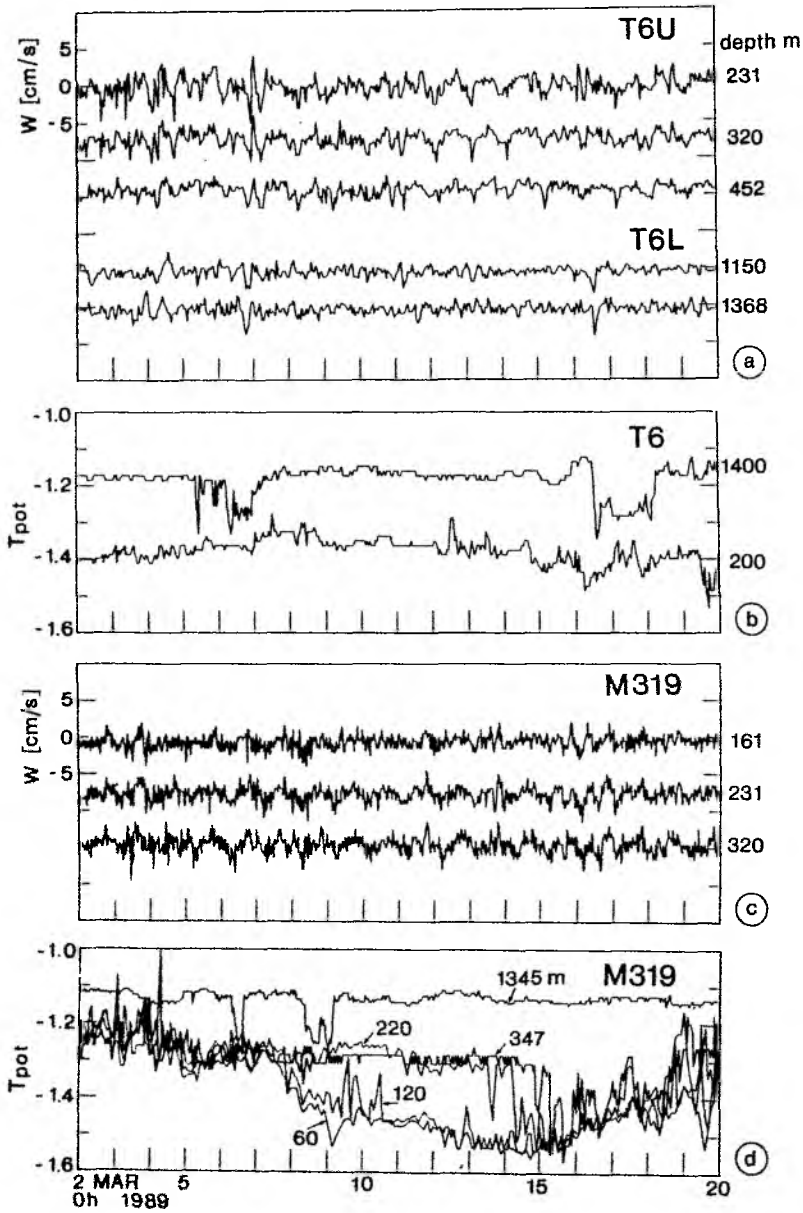


Abb. 2.17: Zeitreihen der potentiellen Temperatur und der Vertikalgeschwindigkeit im März 1989 aus unterschiedlichen Tiefen bei Station T6 (a,b) und Station 319 (c,d) (aus Schott et al., 1993).

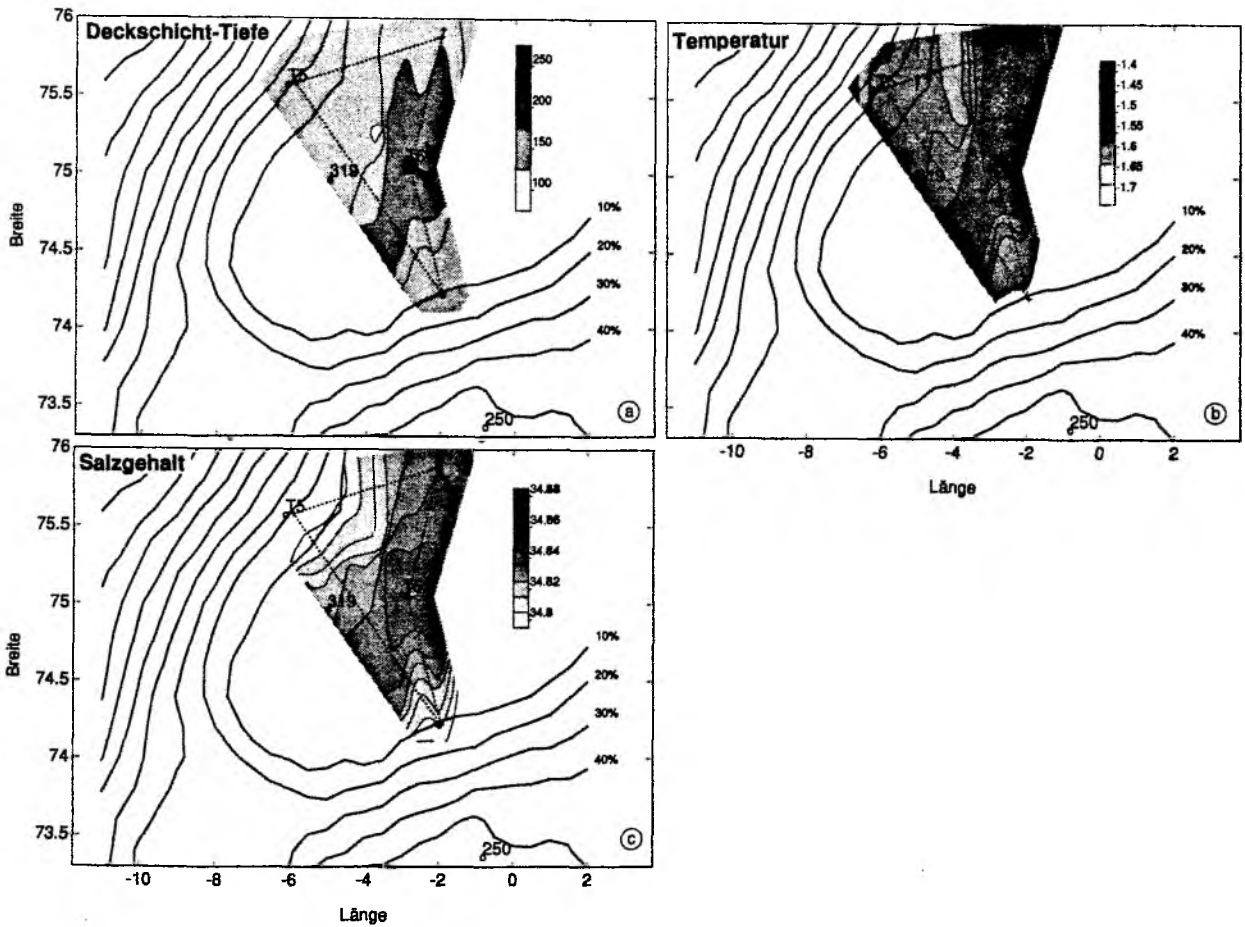


Abb. 2.18: Karten der SSM/I Eiskonzentration und Deckschichttiefe (a), -temperatur (b) und -salzgehalt (c) vom 14. März 1989. Die Kurse, auf denen mit einem SeaSor die Deckschicht vermessen wurde, sind durch gestrichelte Linien markiert (Johannesson pers. Mitteilung, 1991).

die oberen 350m vermischt wurden (Abb 2.17).

2.1.6 Thermohaline Betrachtungen

Mit Hilfe der hydrographischen Stationen vom November 1988, Februar und März 1989 läßt sich die Schichtungsänderung über den Winter abschätzen.

Aus der Differenz der Temperatur- und Salzgehaltsprofile vom Herbst und Spätwinter lassen sich Wärmeinhalts- und Frischwasseränderungen bestimmen (Abb. 2.19). Von Anfang November bis Anfang März gab es eine Abkühlung von $1.2 \cdot 10^9 \text{ J m}^{-2}$, was einer mittleren Wärme-flußdivergenz von 150 W m^{-2} entspricht. Die Frischwasserdifferenz läßt sich in eine Eisdicke umrechnen und ergab eine Eisbildung von 0.2 m. Die Streuung der einzelnen Stationen sind zum Teil erheblich und in Abbildung 2.20 dargestellt. Weiterhin wurden die kumulativen Differenzen der Novemberstationen relativ zum Märzmittel und alle März Stationen relativ zum

November(-) und März(-) Profile

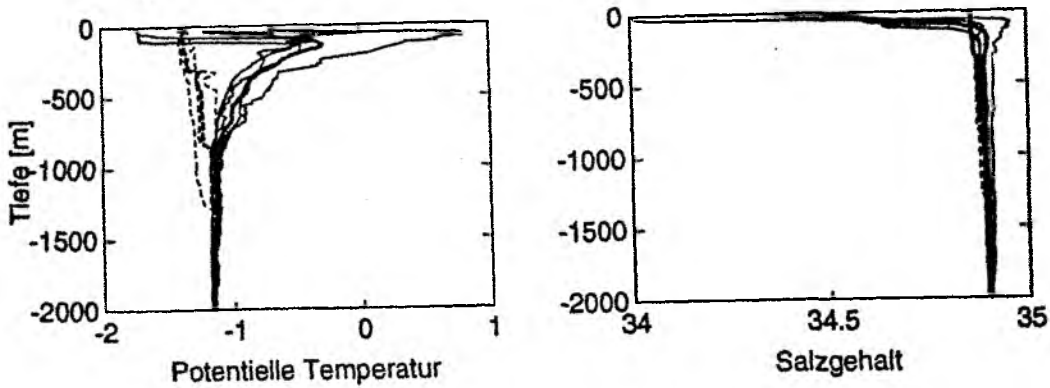


Abb. 2.19: Temperatur- und Salzgehaltsprofile vom November 1988 durchgezogen und März 1989 gestrichelt. Mittelwerte sind durch stärkere Linien markiert.

Kumulative Differenzen November-März(-)

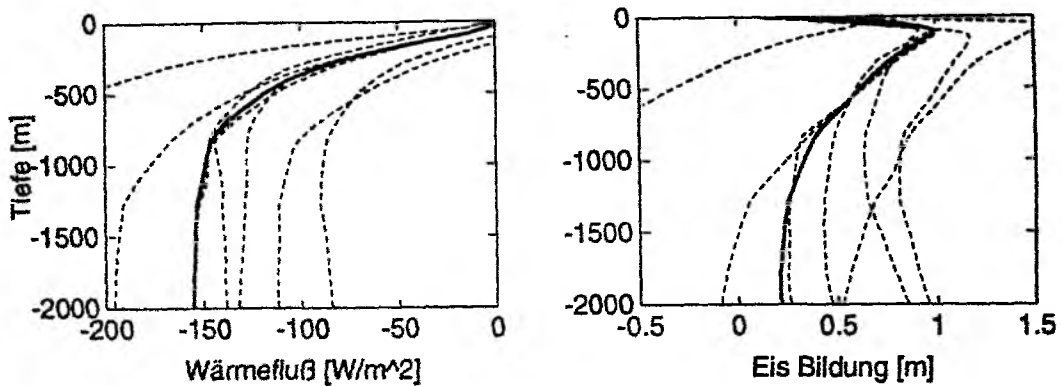


Abb. 2.20: Temperatur- und Salzgehaltsdifferenzen zwischen November 1988 und März 1989 im kumulativen Mittel von der Oberfläche zum Boden. Der Mittelwert ist durchgezogen und einzelne Profile gestrichelt dargestellt.

Novembermittel berechnet. Typische Abweichungen zwischen den Einzelstationen und dem Mittel sind 50 W m^{-2} für den Wärme flu ß und 0.4m für die Eisbildung ohne Berücksichtigung von Advektion.

T-S Diagramm: Abbildung 2.21 zeigt Temperatur- und Salzgehaltsprofile im TS-Diagramm für die zentrale Grönlandsee, der 'Nordbukta'-Region. Zusätzlich wurden die Gefrierpunkttemperatur (gepunktet) und Dichtelinien eingezeichnet. Die Dichtelinien wurden so gewählt, daß sie alle Temperatur- und Salzgehaltskombinationen verbinden, die dieselbe Dichte haben wie das Wasser im November in der jeweiligen Tiefe hatte. Anhand dieser Linien läßt sich erkennen, welche Deckschichttemperaturen und -salzgehalte eine instabile Schichtung ermöglichen: Im November läßt sich die Deckschicht von 70 auf 100 m Tiefe nur durch Frischwasserentzug vertiefen. Durch Abkühlung wird die Gefrierpunkttemperatur erreicht, aber die Dichte bleibt noch zu gering für eine weitere Vertiefung. Es muß Eisbildung einsetzen, um den Salzgehalt

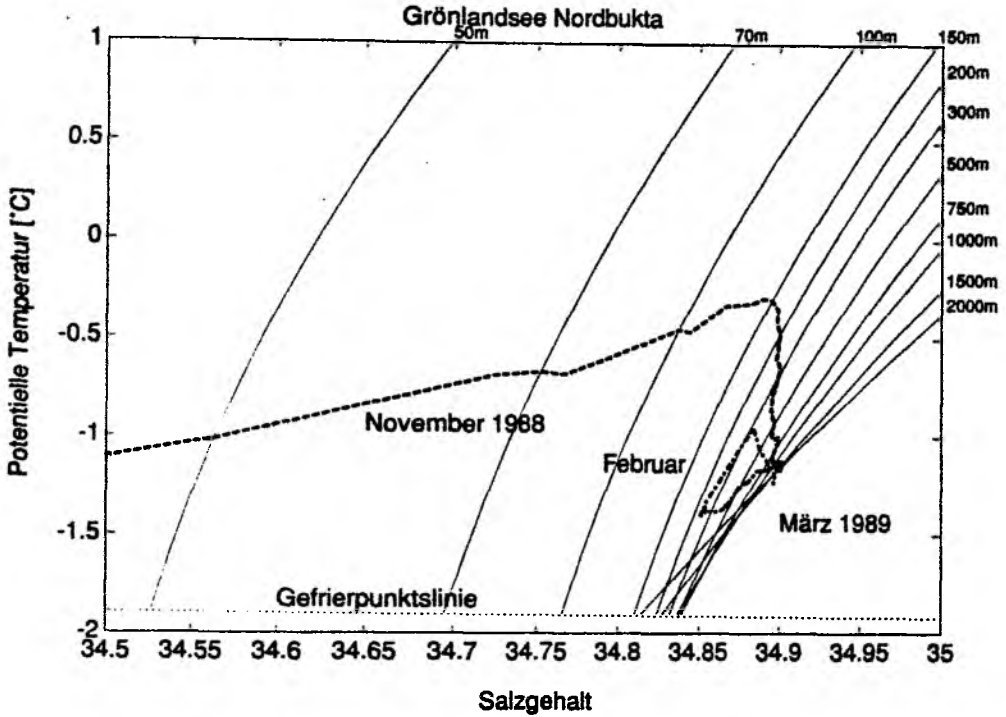


Abb. 2.21: Temperatur-Salz-Diagramm für hydrographische Stationen aus der zentralen Grönlandsee vom November 1988, 8. Februar und 9. März 1989. Die dünnen Linien verbinden alle Temperatur- und Salzgehaltswerte mit gleicher potentieller Dichte wie die beobachteten Werte vom November 1988. Die Gefrierpunktslinie ist gepunktet dargestellt.

zu erhöhen und die Deckschicht zu vertiefen. Die Deckschicht im Februar war salzreich genug, um sich nur durch Abkühlung zu vertiefen.

Die Situation für den 14. März 1989 ist in Abbildung 2.22 dargestellt. Hier wurden die Deckschichttemperaturen und -salzgehalte der SeaSor-Schnitte (Abb. 2.18) durch Kreuze markiert und alle Werte bei Deckschichttiefen tiefer als 200m durch Kreise ergänzt. Die Wassermassenänderung durch Eisschmelze ist durch die gestrichelte Linie dargestellt, die beliebig parallel verschoben werden kann. Das Verhältnis von Temperatur- zu Salzgehaltsänderung ist durch die thermodynamische Eisbilanz festgelegt. Aus:

$$\Delta T = \frac{\Delta h_{ice} H_f}{H_{mix} C_p}; \quad \Delta S = \frac{(S_{mix} - S_{ice}) h_{ice}}{H_{mix}},$$

ergibt sich die Steigung:

$$\frac{\Delta T}{\Delta S} = \frac{H_f}{(S_{mix} - S_{ice}) C_p}.$$

Wobei C_p die spezifische Wärmekapazität und H_f die Schmelzwärme ist. Bei Salzgehalten von ($S_{ice} \sim 9$ und $S_{mix} \sim 35$) ergibt sich die Steigung zu $0.33 \text{ } ^\circ\text{C}$ pro Salzeinheit. Das Gebiet im Westen der Nordbucht ($T = -1.5^\circ\text{C}$; $S = 34.75\text{--}34.82$) könnte durch Eisschmelze in dem ehemals salzreichen Nordbucht-Wasser ($S \sim 34.84$) seine Deckschichteigenschaften erhalten haben. Dort

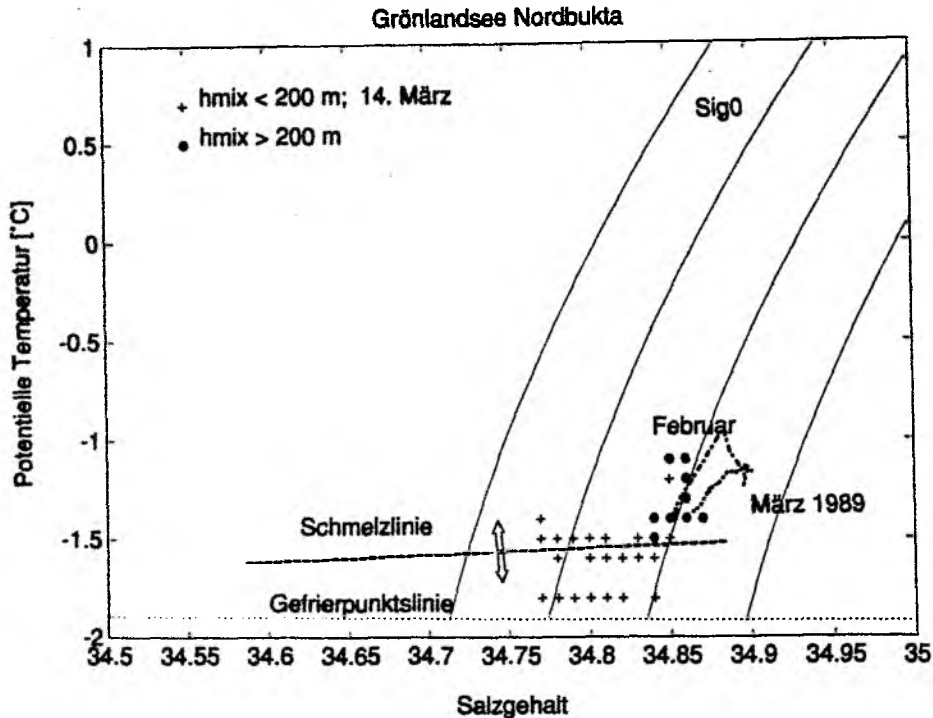


Abb. 2.22: Temperatur-Salz-Diagramm für die Deckschichteigenschaften der SeaSor-Schnitte vom 14. März 1989 (siehe auch Abb. 2.18). $T S$ Werte aus Gebieten, wo die Deckschichttiefe größer als 200m war, sind eingekreist. Dünne durchgezogene Linien verbinden $T S$ Werte gleicher Dichte, bezogen auf die Oberfläche (σ_0). Eine typische 'Mischungslinie' bei Eisschmelze ist gestrichelt dargestellt, sie kann beliebig parallel verschoben werden.

müßte erneut Eis gebildet werden, um wieder instabile Schichtungsverhältnisse zu erreichen.

2.1.7 Zwischenjährige Variabilität

Seit dem ersten Konvektionsexperiment im Winter 1988-89 wird versucht, eine Verankerung aufrechtzuhalten, um zwischenjährige Variabilitäten zu registrieren (Grönlandsee-Monitoring-Station).

Temperaturschichtung: Die Entwicklung der Temperaturschichtung zeigte deutliche Unterschiede zwischen den beiden Wintern 1988-89 und 1989-90 (Abb. 2.23). Die flachen Sensoren der GSM01 Station konnten die warme sommerliche Deckschicht mit maximalen Temperaturen von 4°C gut auflösen. Zwischen Oktober und November wurde es kälter und die winterliche Deckschicht bildete sich aus. Die Deckschicht vertiefte sich auch im Verlaufe des Winters. Es fehlte allerdings die schnelle Vertiefung, verbunden mit deutlicher Erwärmung im Vergleich zum Februar 1988-89. Bis zum Ende der Registrierung (10. April) blieb die Deckschichttiefe flacher als 200m. Später im Jahr sind die Wärmefflüsse nicht mehr so stark, und es ist da-

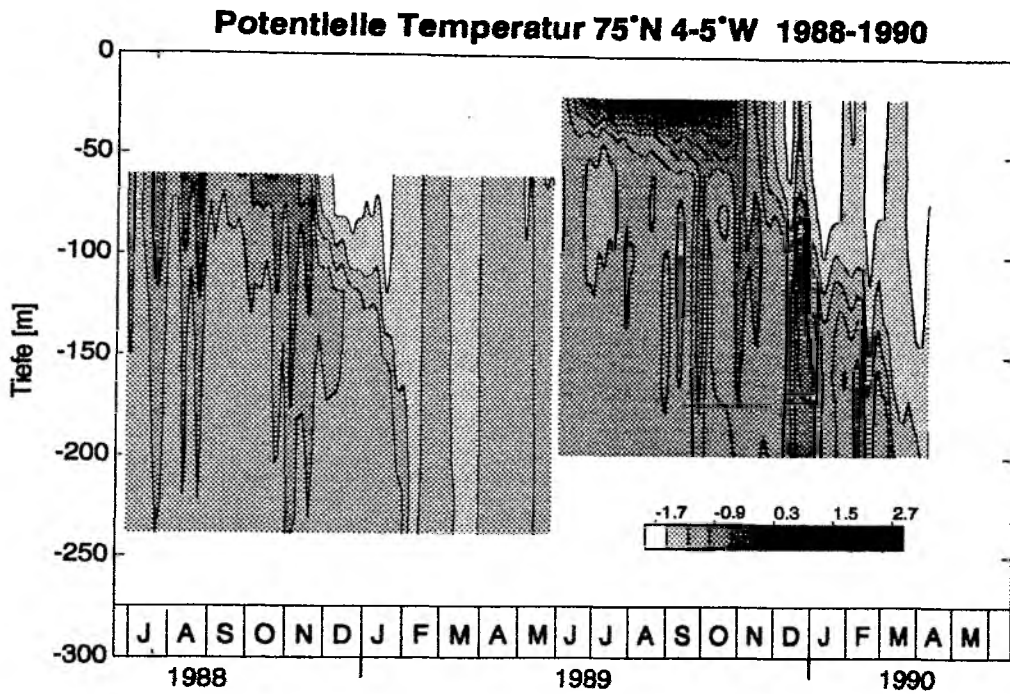


Abb. 2.23: Temperaturschichtung vom Sommer 1988 bis zum Sommer 1990, wie sie von verankerten Thermistorketten registriert wurde. Die Zeitserien wurden mit einer Abschneideperiode von einer Woche tiefpäßig gefiltert.

her zu vermuten, daß es im Winter 1989-90 keine tiefreichende Vermischung im Zentrum der Grönlandsee gegeben hat. Dabei wird der Deckschichtsalzgehalt, der leider nicht gemessen wurde, eine entscheidende Rolle gespielt haben. Die kalten Temperaturen von $< -1.6^{\circ}\text{C}$ lassen vermuten, daß der Salzgehalt in der Deckschicht des zweiten Winters geringer als im ersten Winter war. Nimmt man an, daß das Atlantische Zwischenwasser ($T=-0.5^{\circ}\text{C}$, $S=34.88$) ähnliche Eigenschaften wie im Winter 1988-89 hatte, so kann der Deckschichtsalzgehalt im Winter 1989-90 nicht größer als 34.81 gewesen sein. Sonst hätte sich die Deckschicht wie im Vorjahr schneller vertieft und wäre durch eingemischtes warmes Wasser erwärmt worden.

Eisbedeckung: Die Entwicklung der Eisbedeckung entlang von 75°N zeigte deutliche Unterschiede zwischen den beiden Wintern 1988-89 und 1989-90 (Abb. 2.24a, 2.25a). Die ostwärtige Verlagerung der Eiskante (50% Eiskonzentrationskontur) reichte im Dezember 1989 nur gerade bis 4°W , während sie im Jahr zuvor den 0° Meridian erreicht hatte und damit 100 km weiter östlich verlaufen war. Der 'Is Odden' war nur schwach ausgebildet und zeigte schon im Januar eisfreie Perioden. Die Eiskonzentrationen des Winters 1989-90 geben einen Hinweis auf geringere Eisbildung im Vergleich zum Vorjahr. Die damit geringere Salzlausfällung hat vermutlich den Salzgehalt in der Deckschicht des zweiten Winters nicht ausreichend erhöht.

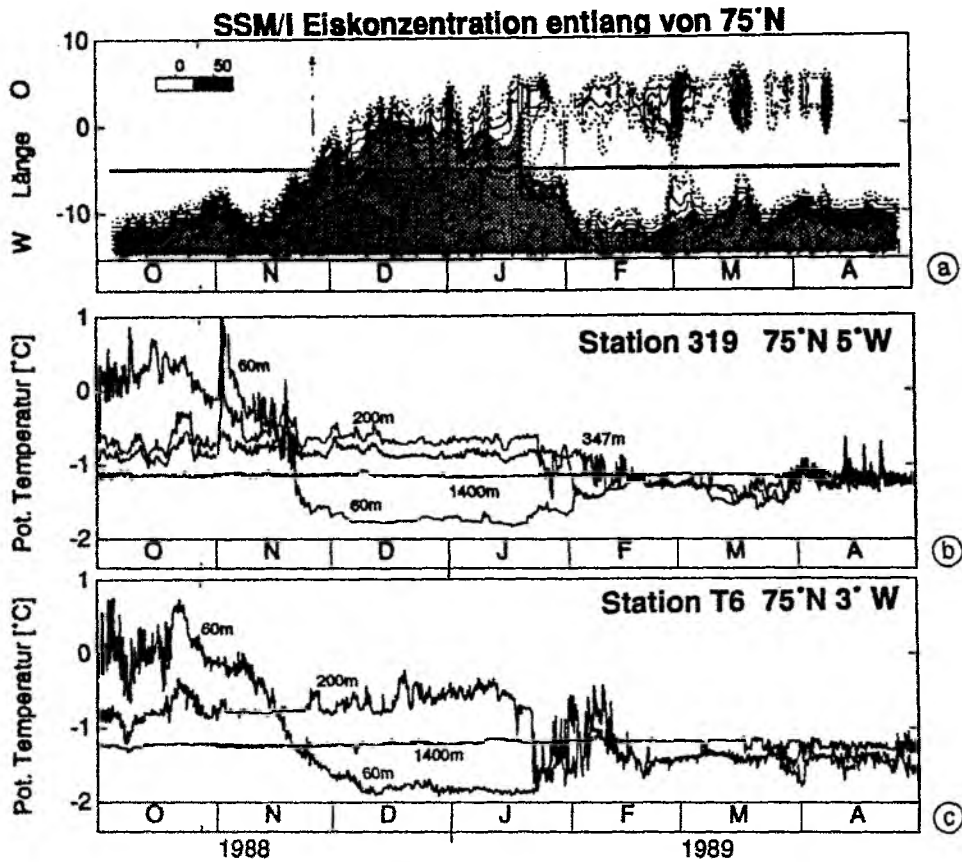


Abb. 2.24: SSM/I Eiskonzentration (a) und ausgewählte Temperaturzeitreihen bei Station 319 (b) und T6 (c) während des Winters 1988-89.

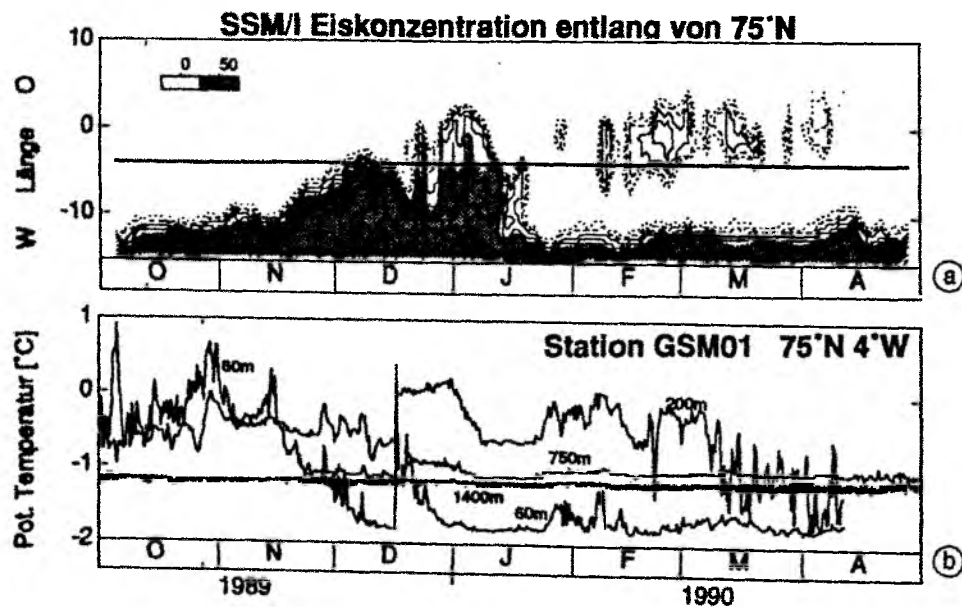


Abb. 2.25: SSM/I Eiskonzentration (a) und ausgewählte Temperaturzeitreihen bei Station GSM01 (b) während des Winters 1989-90.

Vergleicht man die Temperaturzeitreihen mit der Eisbedeckung (Abb. 2.24, 2.25) für die Stationen 319 und T6 des Winters 1988-89 mit der Station GSM01 von Winter 1989-90, so erkennt man, daß die Temperaturen der Sensoren in 60-75m Tiefe ganz gut die Eislage wieder spiegeln. Wenn die Station eisbedeckt war, so waren die Deckschichttemperaturen nahe dem Gefrierpunkt (-1.9°C), was sowohl bei Eisbildung als auch bei Eisschmelze zu erwarten wäre. Der auffallendste Unterschied zwischen den beiden Wintern sind die langanhaltenden kalten Deckschichttemperaturen bei Stat GSM01 bis in den April hinein. Nur Ende Februar wurde eine leichte Erwärmung der Deckschicht um 0.3°C beobachtet und gleichzeitig der Sensor in 200m Tiefe abgekühlt. Eine Deckschichtvertiefung von nur 50m hätte durch das Einmischen wärmeren Zwischenwassers die beobachtete Temperaturerhöhung bewirken können (siehe auch Abschnitt 2.1.5). Nimmt man noch die Abkühlung durch Wärmeflüsse (150 W m^{-2}) an der Oberfläche über 10 Tage hinzu, würden 80m Deckschichtvertiefung die beobachtete Erwärmung erklären.

Auch die Deckschichttemperaturänderungen zeigen, daß sich keine tiefe Deckschicht im Winter 1989-90 ausgebildet hatte. Die Schichtung blieb wahrscheinlich zu stabil, um tiefreichende Konvektion zu ermöglichen.

Die GSM-Station wurde im Sommer 1990 wieder ausgelegt (GSM02, Abb. 2.2) und war mit zwei ADCPs, zwei Thermistorketten und zwei Salzgehaltsmessern ausgezeichnet für die Dokumentation von Konvektion bestückt. Bedauerlicherweise konnte die GSM02-Station im folgenden Sommer (1991) nicht wieder geborgen werden. Wegen der Geräteverluste konnte eine Neuauslegung erst wieder im Sommer 1992 erfolgen.

2.2 Das nordwestliche Mittelmeer

Obwohl der Schwerpunkt dieser Arbeit auf der Interpretation der Beobachtungen aus der Grönlandsee liegt, werden die Konvektionsbeobachtungen im Mittelmeer benutzt, um die Schichtungsentwicklung von beiden Konvektionsregionen zu vergleichen.

Viele Beobachtungen zur Schichtungsentwicklung im nordwestlichen Mittelmeer wurden während des MEDOC-Experiments 1969 gewonnen (MEDOC Gruppe, 1970; Sankey, 1973). Eine kurze Zusammenfassung wurde schon im Teil III gegeben.

Im Winter 1987, als erstmals ADCPs im Mittelmeer verankert wurden, um Konvektionsergebnisse zu registrieren, war die Wassersäule vor Beginn des Experiments (20. Januar) schon einmal vermischt worden (Leaman und Schott, 1991). Die Schichtungsentwicklung, die zur Konvektion führte, konnte nicht mehr beobachtet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit werden erste Ergebnisse des 'THETIS'-Konvektionsexperiments aus dem Winter 1991-92 vorgestellt. Eine Veröffentlichung über das Experiment ist in Vorbereitung (Schott et al., 1993).

Das Mittelmeer-Experiment 1991-92: Das 'THETIS'-Experiment bestand aus mehreren Komponenten und beinhaltete, neben 'großskaliger' akustischer Tomographie, auch ein 'kleinskaliges' Verankerungs-Dreieck zur Vermessung von Konvektion im Zentrum der Tiefenwasserbildungsregion bei 42°N, 5°O (Abb. 2.26). Das Verankerungsdreieck war mit vier ADCPs bestückt (Abb. 2.27), von denen eines aus 300m Tiefe nach oben strahlte (Stat. A1)) und in jeder Verankerung ein ADCP in 300m Tiefe nach unten ausgerichtet war. Die Seitenlänge des Dreiecks war durch die Verankerungstechnik auf 2 km (\sim Wassertiefe) als kleinstmöglicher Abstand vorgegeben. Eine der Stationen (A1) war mit zwei Thermistorketten bestückt, um die Temperaturschichtung zwischen 50 und 650 m Tiefe zu registrieren. Vier Seacat-Recorder in 320, 1000, 1400 und 1800m Tiefe konnten neben der Temperatur auch noch den Salzgehalt messen (Abb. 2.27).

2.2.1 Meteorologische Verhältnisse

Zeitreihen der Windgeschwindigkeit vom Dezember 1992 bis zum April 1993 sind für das Zentrum der Konvektionsregion vom französischen PERIDOT-Wettervorhersage-Modell in Abbildung 2.28a dargestellt. Ergänzend dazu sind Messungen von zwei Küstenstationen aufgetragen. Die Küstenstation *Pomegues* liegt günstig, um Mistral-Winde zu messen, die das Rhonetal herab wehen. *Cap Bear* liegt günstig für den Tramontane, der von den Pyrenäen her kommt. Im Gegensatz zum Winter 1987 (Leaman und Schott, 1991) gab es keine ausgeprägten Mistralwinde über mehrere Tage, sondern nur kürzere Stürme aus nördlichen Richtungen.

Die Lufttemperaturen zeigten Ende Januar und Mitte Februar Kaltluftausbrüche, die Wärme Flüsse von bis zu 600 W m^{-2} im Zentrum der Konvektionsregion hervorriefen. (Abb. 2.28b,c).

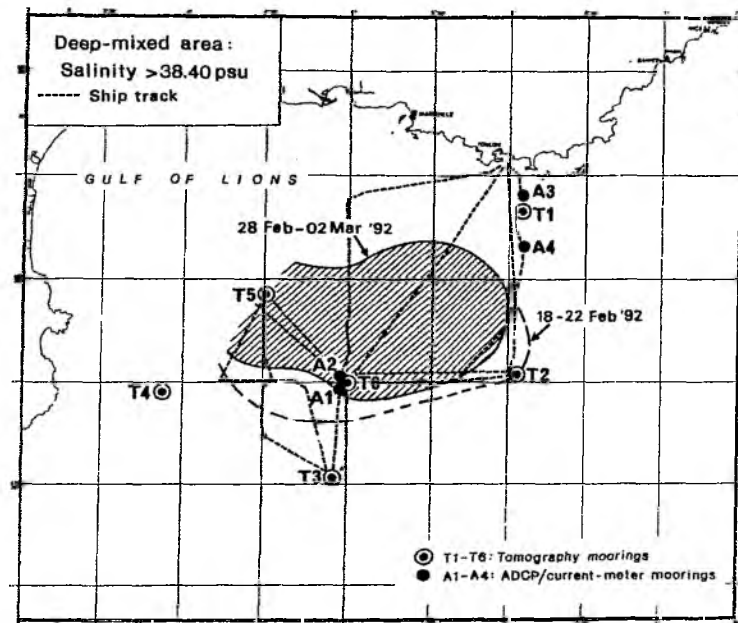


Abb. 2.26: Karte für das 'THETIS'-Experiment mit Lage der Verankerungen. Die Größe des durchmischten Gebietes ist durch Schattierung gekennzeichnet (aus Schott et al. 1993).

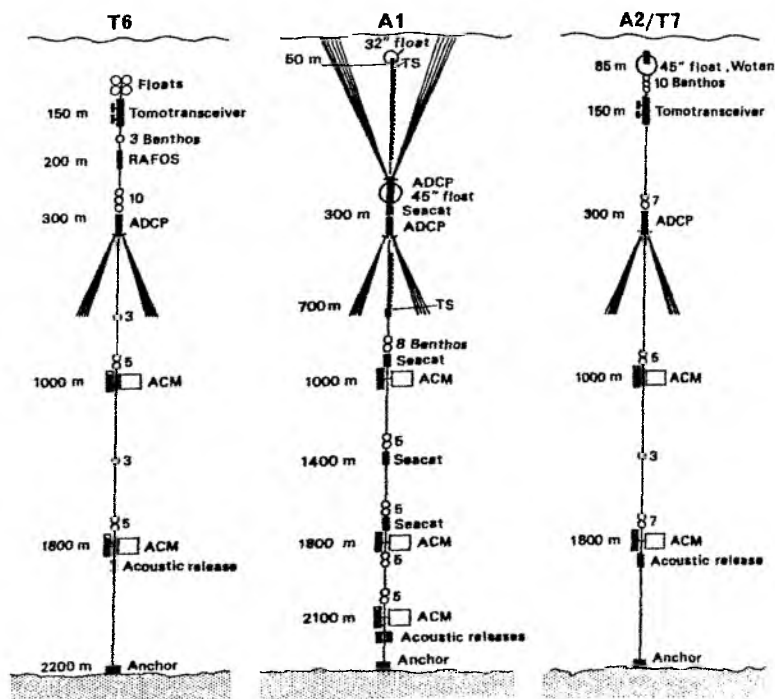


Abb. 2.27: Verankerungskonstruktion für die Stationen des zentralen Verankerungsdreiecks (42°N, 5°O; aus Schott et al. 1993).

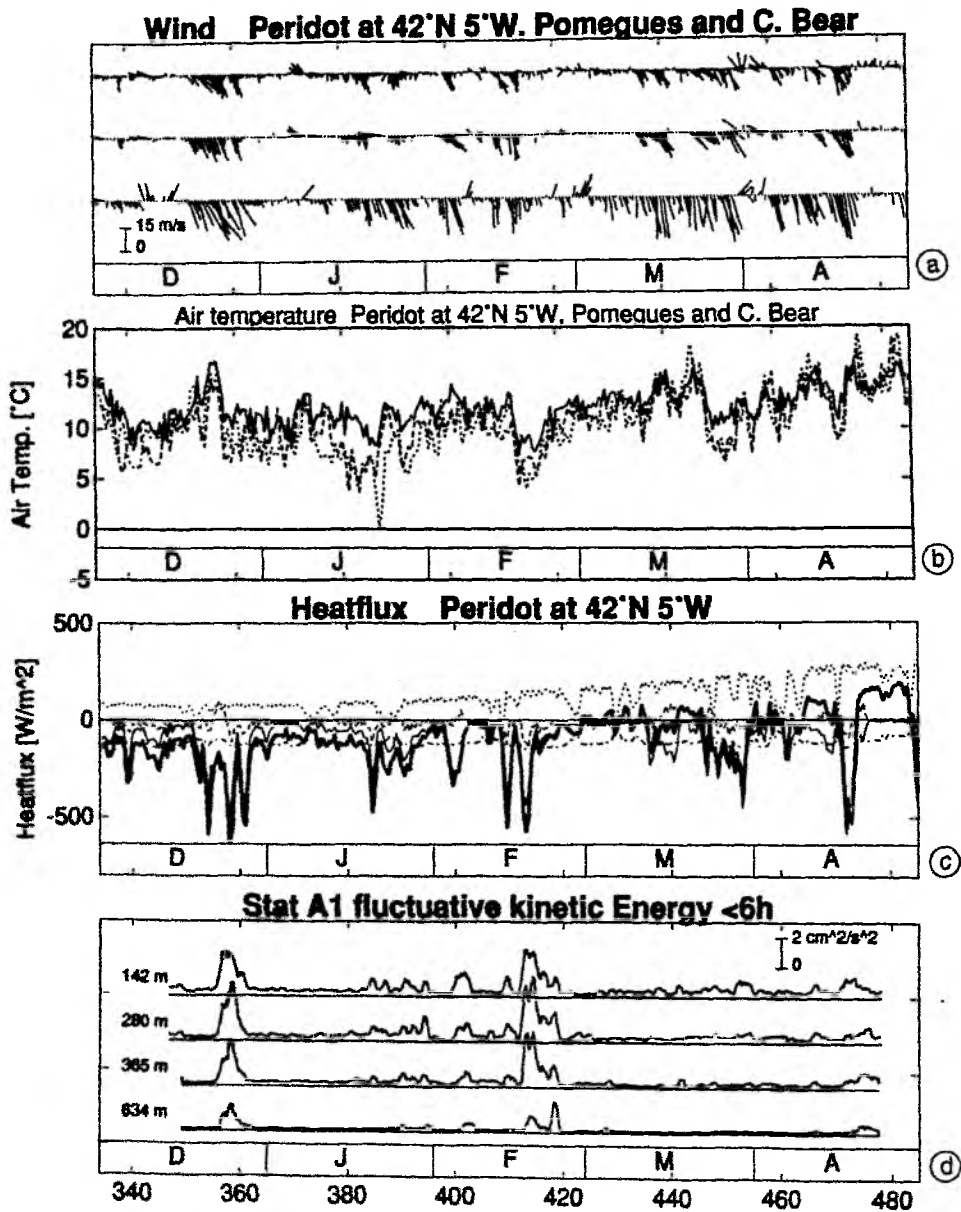


Abb. 2.28: (a) Zeitreihen der Windgeschwindigkeit des PERIDOT-Modells bei 42° N 5° O (oben) und der Küstenstationen Pomegues und Cap Bear. (b) Wie a) für Lufttemperaturen. (c) Wärmeflüsse des PERIDOT-Modells. Die Gesamtwärmeflüsse sind durch die dicke Linie gekennzeichnet. (d) Vertikalkinetische Energie für Perioden kleiner als 6 Stunden bei Stat. A1 aus unterschiedlichen Tiefen.

Tabelle 6: Mittlere PERIDOT-Modell Flüsse

Wintermittel 1.12.1991 - 1.03.1992 (90 Tage)				
Position: [42°N, 05°O]				
Größe		Einheit	Mittel ±	Std.
Kurzwellige Einstrahlung	I_s	W m^{-2}	80 ±	34
Langwellige Rückstrahlung	I_l	W m^{-2}	-116 ±	18
Sensibler Wärme fluß	Q_s	W m^{-2}	-18 ±	29
Latenter Wärme fluß	Q_l	W m^{-2}	-103 ±	105
Verdunstung	V	m s^{-1}	$41 \cdot 10^{-9} \pm 41 \cdot 10^{-9}$	
Netto Wärme fluß	Q_{tot}	W m^{-2}	-152 ±	126

Die mittleren Oberflächenflüsse für die Zeit von Dezember bis März (Tab. 6), wie sie vom PERIDOT-Modell analysiert wurden, ergaben einen Gesamtwärme fluß von 152 W m^{-2} . Davon hatte die langwellige Rückstrahlung mit 116 W m^{-2} und der latente Wärme fluß mit 103 W m^{-2} die größten Anteile.

2.2.2 Vertikalgeschwindigkeiten

Die hochfrequente vertikalkinetische Energie mit Perioden $< 6 \text{ h}$ ist ein guter Indikator für Zeiträume, in denen Konvektion aufgetreten sein könnte. Während des Winters 1991/92 wurden einige Zeiträume mit erhöhter Varianz registriert (Abb 2.28d): z.B. Ende Dezember und zwischen dem 18. und 24. Februar.

Die monatlichen Zeitreihen der Vertikalbewegung für zwei Tiefenniveaus (Abb. 2.29) geben einen genaueren Überblick: Um die Weihnachtszeit wurden stark fluktuierende Bewegungen registriert. Die Symmetrie von Auf- und Abwärtsbewegungen erinnert an die internen Wellen, die bei Stat. 319 im November 1988 in der Grönlandsee beobachtet wurden. Im Januar ist in der Zeitreihe aus 210m Tiefe die tägliche Wanderung des Zooplanktons zu erkennen, während in 500m Tiefe kein deutliches Signal mehr zu finden war. Ende Januar und besonders vom 5.-7. Februar wurden die ersten Konvektionsereignisse mit Abwärtsbewegungen von ca. 5 cm s^{-1} registriert. Die Woche vom 18.-24. Februar zeigte mehrere Konvektionsereignisse mit Abwärtsgeschwindigkeiten von bis zu 10 cm s^{-1} und schwachem Auftrieb dazwischen. Die Kinematik dieser Konvektionsereignisse wird in Teil II genauer untersucht.

Später im Jahr wurden nur noch vereinzelt stärkere Vertikalgeschwindigkeiten beobachtet.

2.2.3 Schichtungsentwicklung

Im Winter 1991-92 wurden ähnliche hydrographische Verhältnisse wie 1969 vorgefunden (MEDOC Gruppe, 1970). Zeitserien der Schichtungsentwicklung, die von verschiedenen Forschungsschiffen⁹ bei 42°N und 5°O gemessen wurden, zeigten das langsame Abkühlen der Deckschicht (Abb. 2.30) zwischen November 1991 und Januar 1992. Mitte Februar war das Levantinische Zwischenwasser erodiert und die oberen 1500 m der Wassersäule weitgehend

⁹ Suroit, Valdivia und Poseidon.

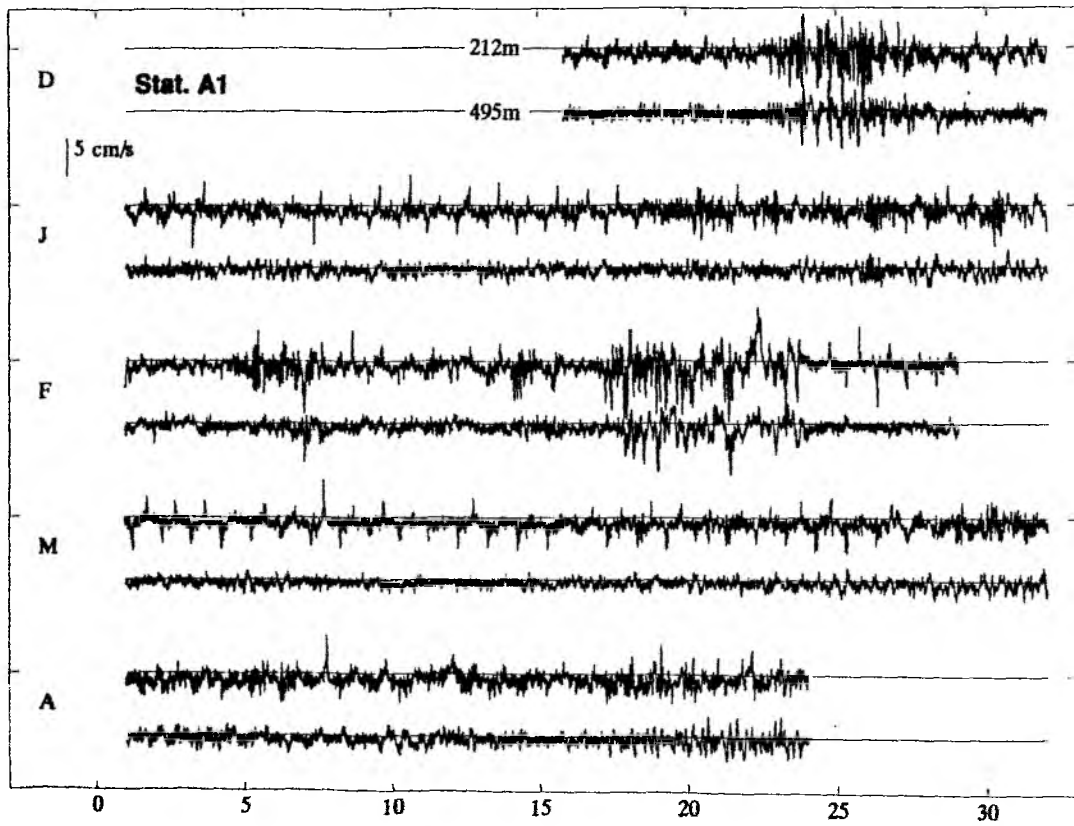


Abb. 2.29: Monatliche Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeit bei Station A1 aus 200 und 500 m Tiefe.

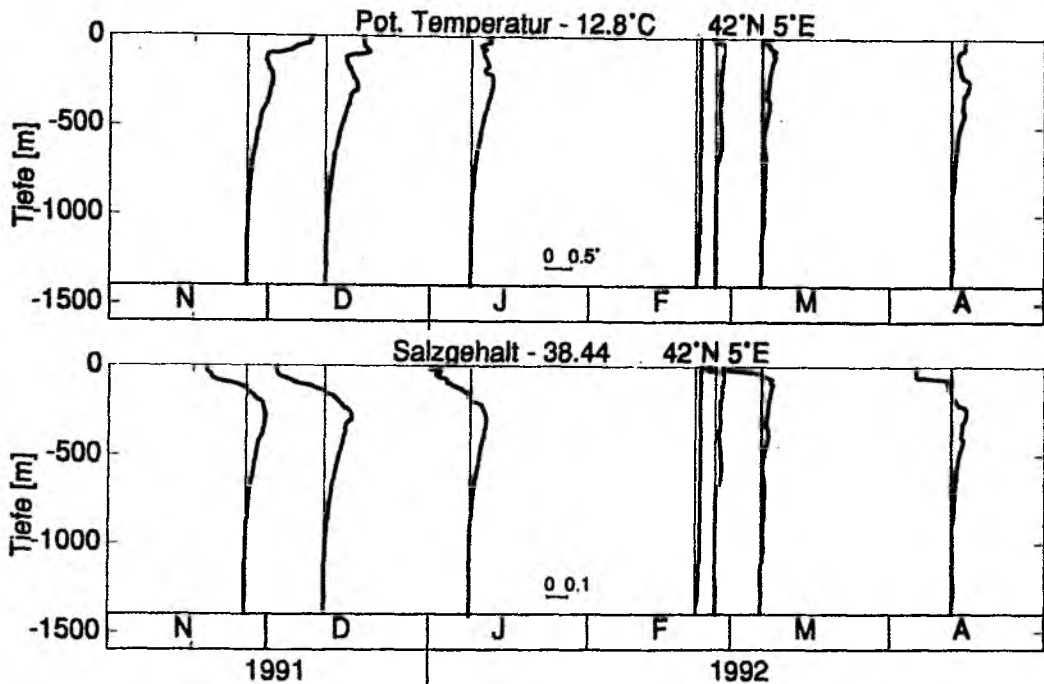


Abb. 2.30: Hydrographische Stationen im Zentrum des Konvektionsgebietes bei 42° N 5° O zu verschiedenen Zeiten im Winter 1991/92.

homogenisiert. Anfang März bildete sich eine dünne, kalte und salzarme Deckschicht über der neu gebildeten Wassermasse aus. Bei Ende des Experiments, Mitte April, war wieder ein Temperatur- und Salzgehaltsmaximum im Tiefenbereich des Zwischenwassers vorhanden.

Die Temperaturschichtungsentwicklung konnte mit Hilfe von verankerten Thermistorketten und Seacats im Zentrum des Tiefenwasserbildungsgebietes verfolgt werden.

Während der Dezemberstürme wurde die warme sommerliche Deckschicht abgekühlt und vertieft (Abb. 2.31a). Das Temperaturmaximum des Zwischenwassers in 300 m Tiefe wurde schwächer, bildete sich aber in den folgenden Tagen wieder aus. Im Januar zeigte die Temperatur des flachsten Sensors in 50 m Tiefe eine stetige Abkühlung von 13.0° auf 12.6°C (Abb. 2.31b).

Zwischen dem 29. Januar und 9. Februar wurde das Temperaturmaximum des Levantini-schen Zwischenwassers bei einer Deckschichtvertiefung bis in 500 m Tiefe vollständig erodiert (Abb. 2.31). Die Deckschicht erwärmte sich dabei auf 12.9°C. Die Stabilität der Schichtung war nun weitgehend abgebaut. Der nächste stärkere und kalte Sturm (Mistral) konnte am 18. Februar tiefreichende Konvektion auslösen. In den folgenden Tagen kühlte sich das warme Deckschichtwasser stetig ab und erreichte immer mal wieder den Sensor in 1000 m und 1400m Tiefe. Während dieser Zeit wurden auf *Poseidon* hydrographische Messungen durchgeführt und ebenfalls starke horizontale und zeitliche Variabilität der Temperaturen und Salzgehalte registriert.

Ab Mitte März etablierten sich wieder die Zwischenwassertemperaturen im 300m Tiefen-niveau.

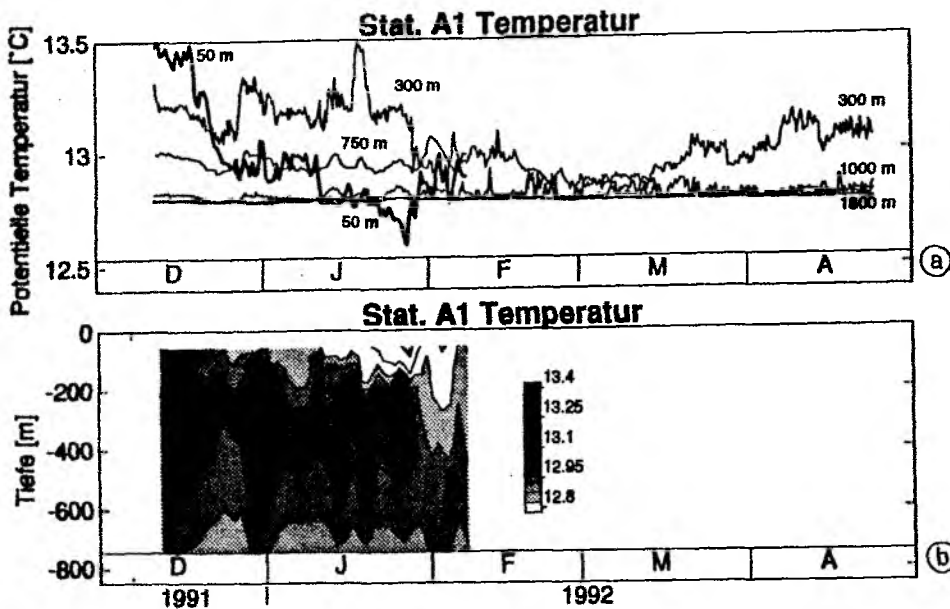


Abb. 2.31: (a) Zeitreihen der Temperatur in 50 (dick), 300, 750, 1000, 1400 und 1800 m Tiefe bei Station A1. (b) Temperaturschichtungsentwicklung, wie sie von den Thermistorketten bei Station A1 registriert wurde. Das Konturintervall ist 0.05°C .

2.2.4 Thermohaline Betrachtungen

Mit Hilfe von zwei hydrographischen Stationen aus dem Zentrum des westlichen Mittelmeers (Abb. 2.30) ließen sich die Wärmeinhalts- und Frischwasserdifferenzen zwischen dem 27. November 1991 und 20. Februar 1992 grob abschätzen. Es ergab sich eine Wärme fludivergenz von ca. 100 W m^{-2} was ca. 75% des Peridot-Wärme flusses entspricht (Abb. 2.32a). Die Frischwasserdifferenz betrug 0.5 m, was mit einer netto Verdunstung von $64 \cdot 10^{-9} \text{ m s}^{-1}$ und 150% der Verdunstung im Peridot-Modell konsistent wäre.

Im TS-Diagramm (Abb. 2.33) erkennt man, daß die Deckschicht Ende Februar salzreicher und kälter geworden war. Dennoch blieb sie wärmer als das Tiefenwasser. Ende Februar war die Stabilität der Schichtung nur noch sehr klein. Die Dichtelinien wurden so gewählt, daß sie alle Temperatur- und Salzgehalte verbinden, die die gleiche Dichte haben, wie das Novemberprofil in der jeweiligen Tiefe hatte. Im Gegensatz zu den Polarregionen (Abb. 2.21) ist bei diesen Temperaturen die Zustandsgleichung fast linear und die Linien verlaufen fast parallel.

Im Mittelmeer läßt sich die Stabilität der Schichtung prinzipiell sowohl nur durch Verdunstung als auch nur durch Abkühlung abbauen, da es keine physikalische 'Grenze', wie den Gefrierpunkt im Falle der Grönlandsee, gibt. Die Labilisierung der Schichtung könnte also direkt aus dem Wärme- bzw. Frischwasserfludivergenzen bestimmt werden. Allerdings zeigt schon die Zwischenwasserentwicklung mit stark veränderlichen Temperaturen (Abb. 2.31), daß hier die Advektion von Wassermassen stärker als in der Grönlandsee war. Eine eindimensionale Betrachtung der Schichtungsverhältnisse (ohne Advektion) ist hier möglicherweise noch nicht einmal in erster Näherung vernünftig.

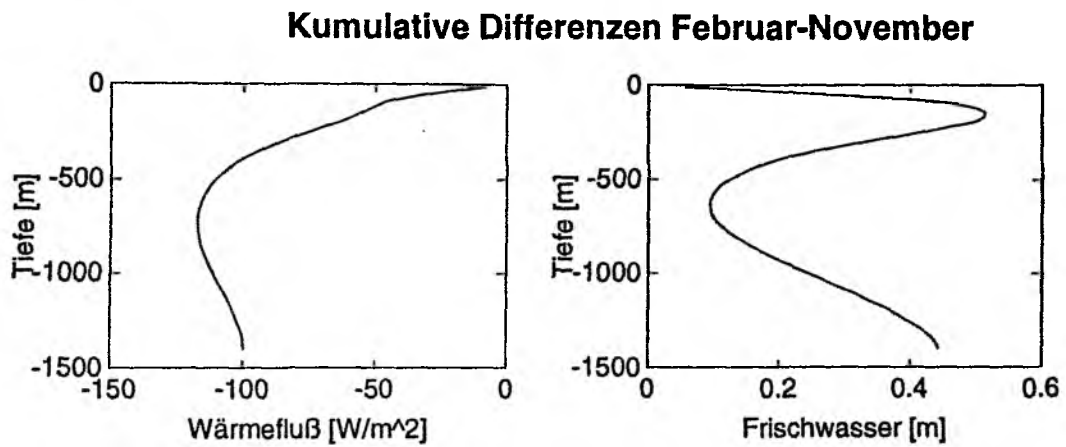


Abb. 2.32: Kumulative Summe der Wärme- und Frischwasserdifferenz von der Oberfläche in die Tiefe zwischen dem 27. November 1991 und dem 22. Februar 1992.

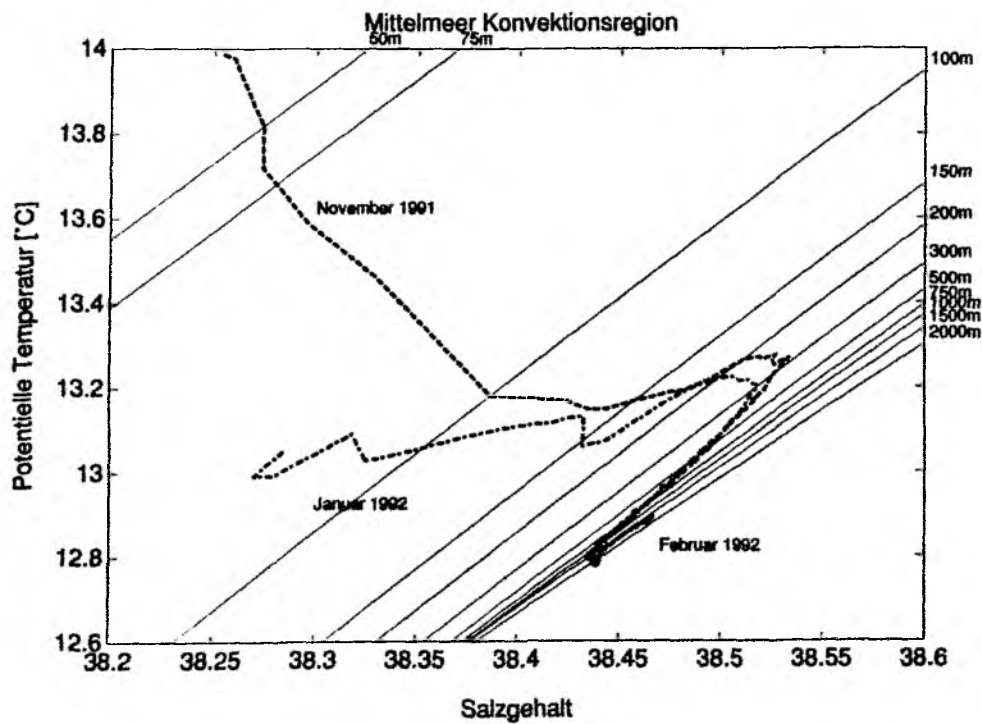


Abb. 2.33: Temperatur-Salz-Diagramm für drei Profile bei 42°N , 5°O .

Kapitel 3

Eindimensionales Deckschicht-Modell

Die Modellierung der ozeanischen Deckschichtentwicklung war hilfreich für das Verständnis der Schichtungsentwicklung in Konvektionsgebieten. Dabei wurde der Einfluß der Oberflächenflüsse auf die Schichtungsentwicklung untersucht.

Das verwendete Deckschichtmodell geht auf Arbeiten von Kraus und Turner (1967) zurück. Die unabhängigen Variablen sind die Mischungstiefe h und die Dichte ρ der Deckschicht. Letztere wird aus Salzgehalt und Temperatur mit Hilfe der nichtlinearen Zustandsgleichung bestimmt. Die Randbedingungen beinhalten Wärme-, Frischwasser- und Impulseintrag an der Meeresoberfläche. Es wurde die numerische Formulierung von Rahmstorf (1991) benutzt ¹.

Gleichungen

Die ozeanische Deckschicht wird durch die Erhaltungsgleichungen für Wärme und Salz

$$h \frac{dT}{dt} + \Delta T w_e = -\frac{1}{c_p \rho_0} Q, \quad h \frac{dS}{dt} + \Delta S w_e = S_0(V - N) \quad (3.1)$$

und die mechanische Energiegleichung beschrieben:

$$-\frac{g}{2\rho_0} h \Delta \rho w_e = mU^3 - \frac{1}{2} n h B_0. \quad (3.2)$$

Für den Auftriebsfluß B_0 durch die Oberfläche gilt:

$$B_0 = g \left(\frac{\alpha}{c_p \rho_0} \cdot Q - \beta S_0(V - N) \right),$$

wobei Q die Summe aller Wärmeflüsse, $(V - N)$ den Frischwasserfluß als Differenz aus Verdunstung und Niederschlag und α, β den thermischen sowie halinen Ausdehnungskoeffizienten angibt. Die Herleitung der Gleichungen findet man zum Beispiel bei Nüller und Kraus (1977).

¹ An dieser Stelle möchte ich Stefan Rahmstorf dafür danken, daß er mir sein FORTRAN-Programm zur Verfügung gestellt hat.

Das Einmischen von Wasser von unterhalb der Deckschicht wird durch die Eindringgeschwindigkeit w_e beschrieben und ist definiert als:

$$w_e = \begin{cases} dh/dt & dh/dt > 0 \\ 0 & dh/dt \leq 0 \end{cases} .$$

Der erste Term der Gleichung (3.2) beschreibt die Energie, die benötigt wird, um die Deckschicht zu vertiefen und dabei Wasser von unten über den Dichtegradienten $\Delta\rho$ am Unterrand der Deckschicht einzumischen. Der zweite Term beschreibt die turbulente Energie des Windes, die zur Erhöhung der potentiellen Energie beiträgt. Nur ein kleiner Teil der gesamten Windenergie vermischt die Deckschicht und wird durch den empirisch bestimmten Faktor m angegeben. Der dritte Term beschreibt die Änderung der potentiellen Energie durch vertikale Vermischung. Bei positivem Auftriebsfluß B_0 (Erwärmung/Niederschlag) ist $n = 1$ und $hB_0/2$ beschreibt die Arbeit, die gegen den Auftrieb geleistet werden muß, um die Deckschicht durchmischt zu halten, während sie sich erwärmt/aussüßt. Ist B_0 negativ (Abkühlung/Verdunstung), so wird potentielle Energie frei und ein Teil f davon kann eine weitere Vertiefung der Deckschicht bewirken:

$$n = \begin{cases} 1 & B_0 > 0 \\ f & B_0 < 0 \end{cases} .$$

Der Fall mit $f = 0$ beschreibt einen Vermischungsvorgang, bei dem die Deckschicht nicht in dichtere Schichten eindringt (engl. 'nonpenetrative') und somit keine Dichtesprünge an der Untergrenze der Deckschicht erzeugt werden.

Das Temperatur- und Salzprofil wird durch vertikale Diffusion modifiziert:

$$\frac{\partial(T, S)}{\partial t} = k \frac{\partial^2(T, S)}{\partial^2 z} , \quad (3.3)$$

wobei k der vertikale Austauschkoeffizient ist. Letzterer wurde für Temperatur und Salzgehalt gleich gewählt, da er die turbulente Vermischung parametrisieren soll.

Zusätzlich wurde ein einfaches thermodynamisches Meereismodell hinzugefügt, das als freie Variable die Eisdicke h_i beinhaltet. Die Änderung der Eisdicke wird beschrieben durch:

$$w_i = \frac{dh_i}{dt} = \frac{-Q_t}{H_f} = \frac{(T - T_i)hc_p}{H_f \Delta t} . \quad (3.4)$$

Fällt die Deckschichttemperatur unter die Gefrierpunkttemperatur T_i , so wird alle weitere Kühlungsenergie Q_t in Eisbildung umgesetzt, unter Berücksichtigung der Schmelzwärme H_f . Die Eisbildungsgeschwindigkeit w_i läßt sich in einen Frischwasserfluß umrechnen, der bei Eisschmelze positiv und bei Salzausfällung negativ ist. Die Salzerhaltungsgleichung erweitert sich dann wie folgt:

$$h \frac{dS}{dt} + \Delta S w_e = S_0(V - N) + (S_0 - S_i)w_i . \quad (3.5)$$

Die Dichte wurde mit der nichtlinearen Zustandsgleichung (EOS80) bestimmt.

3.1 Deckschicht-Simulationen der winterlichen Grönlandsee

Oberflächenflüsse: Der thermische Austausch zwischen Atmosphäre und Ozean wurde durch eine Flußrandbedingung festgelegt. Es wurden zwei verschiedene Randbedingungen verwendet: 1) zeitlich konstante 'klimatologische' Oberflächenflüsse, deren Größe variiert wurde und 2) ECMWF-Modellflüsse. Eine Beschreibung der ECMWF-Modellflüsse befindet sich in Abschnitt 2.1.2 (siehe auch Abb. 4.8). Die Windgeschwindigkeit, die für die Windmischungsenergie benötigt wurde, ließ sich aus dem Windstreß, unter der Annahme eines konstanten Reibungskoeffizienten ($cd = 1.3 \cdot 10^{-3}$), berechnen.

Anfangsbedingungen: Die Modellläufe sollten die Verhältnisse des Winters 1988/89 in der zentralen Grönlandsee simulieren. Als Startwert für die Modellläufe wurde die mittlere beobachtete Schichtung vom November benutzt, die aus vier CTD-Profilen der *Meteor* Reise M6 vom November 1988 aus dem Gebiet zwischen 74 bis 76°N und 9 bis 0°W bestand (Abb. 2.19 durchgezogene Linien).

Ergebnisse: Aus den hydrographischen Stationen ließ sich die integrale Wärme- und Frischwasserdifferenz bestimmen (siehe Abschnitt 2.2.6). Vergleicht man die dazu benötigten Flußdivergenzen (150 W m^{-2} , 0.2 m Eis) mit den Werten der mittleren ECMWF Wärme- und Frischwasserflüsse, so erhält man (Abb. 2.22, Tab. 4) ähnliche Abkühlungsraten, aber einen deutlich geringeren Frischwasserverlust.

Bei allen Studien wurde die horizontale Advektion von ozeanischen Eigenschaften gegen die vertikale Vermischung vernachlässigt. Dieses ist möglicherweise eine sinnvolle erste Näherung, zumindest im Zentrum des Grönlandseewirbels, wo nur sehr kleine mittlere Strömungen gemessen wurden (siehe auch Abschnitt 2.1.1).

Zur Verifizierung des zeitlichen Verlaufs der Schichtungsänderungen wurden CTD-Profile von der *Valdivia* Reise vom Februar und Anfang März 1989 verwendet (Abb. 2.12) sowie die Zeitreihen der verankerten Thermistorketten (Stat. M319) und Temperatur- und Salzgehaltmesser (Stat. T6; Roach et al., 1993).

Die ersten vier Modellläufe simulieren vereinfachte Szenarien der Schichtungsentwicklung: ohne Austausch mit der Atmosphäre (rein diffusiv, DG1), nur Frischwasserflüsse (DG2), nur Windvermischung (DG3) und nur Wärmefflüsse (DG4; Tab. 7). Alle Modellrechnungen ohne Wärmefflüsse zeigten nur eine geringe Schichtungsänderung. In keinem der Fälle sank die Deckschichttiefe bis zum April unter 60m. Die Wärmefflüsse in Kombination mit Eisbildung (DG4) lösten allerdings tiefreichende Vermischung innerhalb von wenigen Wochen aus.

Um möglichst realistische Szenarien zu modellieren, mußten einige Korrekturen an dem Deckschichtmodell vorgenommen werden. Ein Problem liegt in den vorgegebenen Flüssen, die nicht die Eisbedeckung berücksichtigen. Im ECMWF-Modell wird nur eine klimatologische Eisbedeckung verwendet. Da Eis den Ozean von der Atmosphäre teilweise isoliert, wurde hier die Möglichkeit vorgesehen, die Wärme- und Frischwasserflüsse beim Vorhandensein von Eis

Tabelle 7: Deckschichtmodell, vereinfachte Szenarien

Lauf			DG1	DG2	DG3	DG4
Gesamtwärmefluß	Q_{tot}	$W m^{-2}$	-	-	-	-200
Frischwasserfluß	$V - N$	$m s^{-1} \cdot 10^{-9}$	-	16	-	-
Windenergie	U^3	$m^3 s^{-3}$	-	-	250	-
Maximale Deckschichttiefe	H_{max}	m	0	55	55	1000

Tabelle 8: Deckschichtmodell Standard-Parameter

Schichtdicke	dz	m	7.81
Zeitschritt	dt	Tage	0.5
Spez. Wärmekapazität	C_p	$J kg^{-1} °C^{-1}$	3989
Windmischungseffizienz	m		0.004
Windmischungstiefenskala	Z_m	m	50
Konvektionsparameter	f	%	10
Modellstart Tag des Jahres	t_0	Tag	320
Modellende nach Tagen	t_{max}	Tage	150
Schmelzwärme	H_f	$J kg^{-1}$	$3.35 \cdot 10^5$
Gefrierpunkt	T_{ice}	$°C$	-1.9
Eissalzgehalt	S_{ice}		8
Eisexport	W_{ice-ex}	$mm Tag^{-1}$	0
Flußkorrektur bei Eis	$r_{it} = r_{is}$	%	100

um den Faktor r_i zu reduzieren. Ebenso könnte der Wind das Eis aus dem Entstehungsgebiet wegtransportieren. Dafür wurde eine konstante Verringerung der Eisdicke um den Wert W_{ice-ex} ermöglicht. Die verwendeten Standardparameter sind in Tabelle 8 angegeben.

3.1.1 Konstante Oberflächenflüsse

Mit Hilfe des Deckschichtmodells konnte die Schichtungsentwicklung bei vereinfachten Szenarien untersucht werden. Als Anfangsbedingung diente das mittlere Novemberprofil (Abb. 2.19).

Wärmefflüsse: Zuerst wurde der Einfluß von unterschiedlichen konstanten Wärmefflüssen von 100 bis 400 $W m^{-2}$ untersucht. Die maximale Deckschichttiefe (Abb. 3.1a) zeigte eine nicht-lineare Abhängigkeit vom Wärmeffluß. Die Eisdicke (Abb. 3.1b) nahm bei starken Wärmefflüssen schneller zu und erreichte größere Maximalwerte. Bei dem klimatologischen Wärmeffluß für die winterliche Grönlandsee (150 $W m^{-2}$; Bunker, 1976) blieb das Eis im Modell bis in den März vorhanden. Beobachtet wurde aber die eisfreie 'Nordbukta' schon Anfang Februar. Deshalb wurde als nächstes der Einfluß einer konstanten Eisdrift auf die Schichtungsentwicklung untersucht.

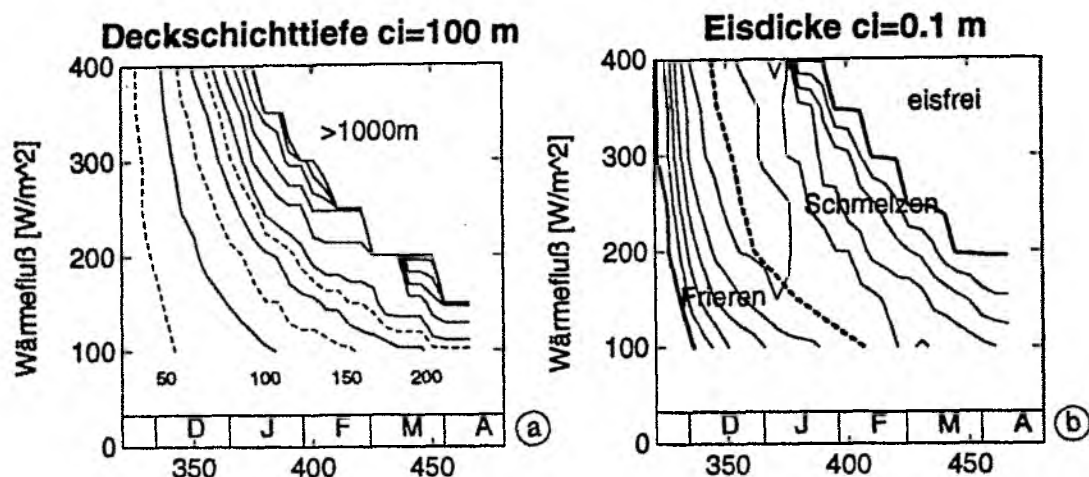


Abb. 3.1: Zeitliche Entwicklung der Deckschichttiefe (a) und Eisdicke (b) in Abhängigkeit vom Wärmefluß. Das Konturintervall für die Deckschichttiefe ist 100 m, zusätzlich wurden die 50, 150 und 250 m gestrichelt eingezeichnet. Die Eisdicken wurden alle 10 cm konturiert; die maximale Eisdicke ist gestrichelt dargestellt.

Eisexport: Eine 'klimatologische' Eisdivergenz wurde durch das Einführen eines zeitlich konstanten Eisexports W_{ice-ex} simuliert. Die Stärke des Eisexports variierte von 0 bis 15 mm Tag^{-1} . Der Wärmefluß war konstant ($150 W m^{-2}$). Die Vertiefung der Deckschicht (Abb. 3.2a) nahm deutlich zu, sobald alles Eis geschmolzen, bzw. exportiert war (Abb. 3.2b). Bei einem Eisexport von ca. 5 mm Tag^{-1} entsprach die Dauer der Eisbedeckung ungefähr den Beobachtungen.

Mit Hilfe von Deckschichtbilanzen (Abschnitt 2.1.5) wurde festgestellt, daß die beobachtete Temperaturschichtungsentwicklung eher mit Eisexport (warme Deckschicht) als mit Eisschmelze (kalte Deckschicht) im Einklang war. Der Einfluß von Eisexport auf die Deckschichttemperaturentwicklung ist in Abbildung 3.3 für drei verschiedene Eisexportraten (2.5, 5 und 10 mm Tag^{-1}) im TS-Diagramm dargestellt. Dabei wurde nur der eisfreie Zeitraum (ungefähr ab Februar) bei zunehmenden Deckschichttiefen betrachtet. Bei einer Eisexporterhöhung von 2.5 auf 10 mm Tag^{-1} erwärmte sich die Deckschicht bei einer Tiefe von 400m um mehr als $0.1^{\circ}C$. Diese Temperaturdifferenz nahm mit zunehmender Mischungstiefe ab, blieb aber noch größer als $0.05^{\circ}C$ bei 900m Deckschichttiefe. Die Salzgehaltsdifferenz blieb kleiner als 0.01 und ist vom Standpunkt der Beobachtungen her nicht zu unterscheiden.

Eisexport erwärmt die Deckschichttemperaturen auch bei großen Deckschichttiefen meßbar, während das Salzsignal klein bleibt.

Schichtungsentwicklung: Die Sensitivitätsstudien der beiden vorherigen Abschnitte zeigten, daß bei einem konstanten 'klimatologischen' Wärmefluß von $150 W m^{-2}$ und einem Eisexport von 5 mm Tag^{-1} die beobachteten Eisverhältnisse ungefähr simuliert werden konnten.

Abbildung 3.4 zeigt die Schichtungsentwicklung im TS-Diagramm für Modellzeitreihen aus 50, 200 und 400m Tiefe. In der ersten Zeit wird die Labilisierung der Schichtung durch Eisbil-

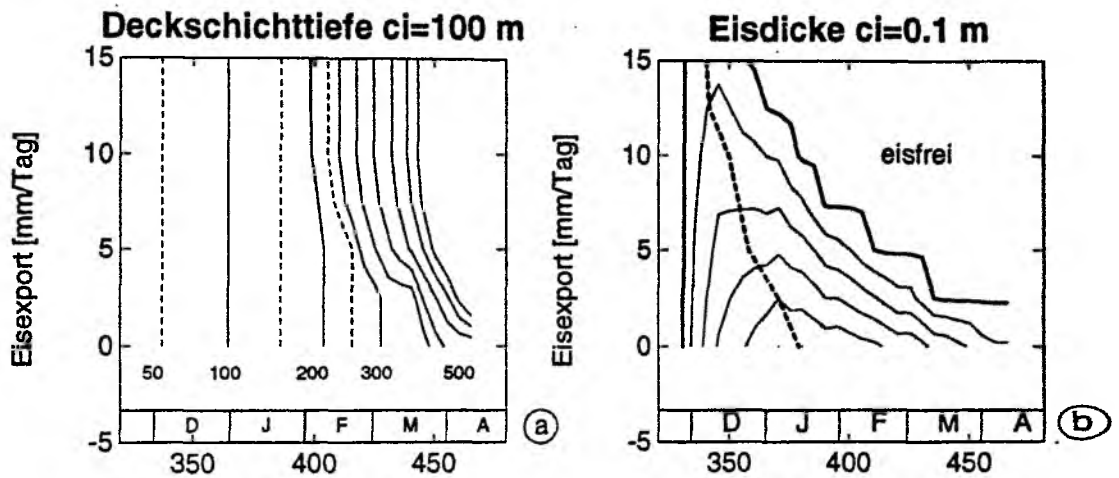


Abb. 3.2: Zeitliche Entwicklung der Deckschichttiefe (a) und Eisdicke (b) in Abhängigkeit vom Eisexport. Das Konturintervall für die Deckschichttiefe ist 100 m, zusätzlich wurden die 50, 150 und 250 m gestrichelt eingezeichnet. Die Eisdicken wurden alle 10 cm konturiert; die maximale Eisdicke ist gestrichelt dargestellt.

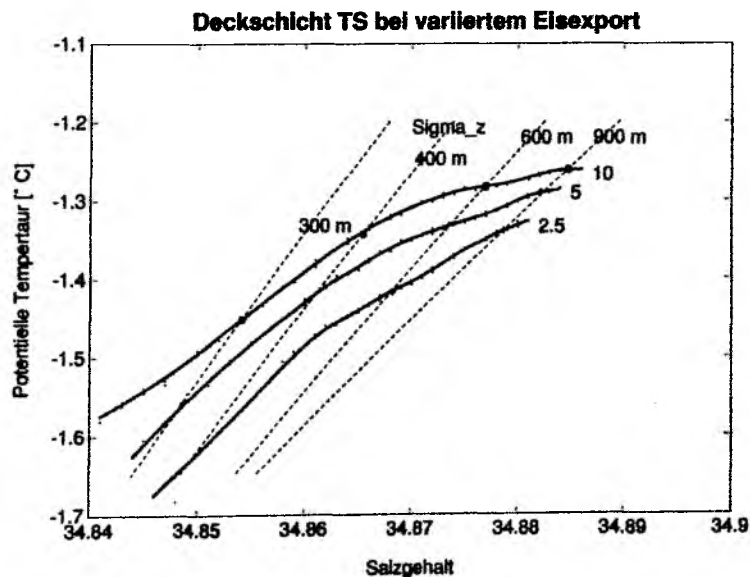


Abb. 3.3: Zeitliche Entwicklung der Deckschicht im TS-Diagramm bei unterschiedlichen Eisexportraten von 2.5, 5 und 10 mm Tag⁻¹. Linien konstanter potentieller Dichte in unterschiedlichen Tiefen sind gestrichelt dargestellt.

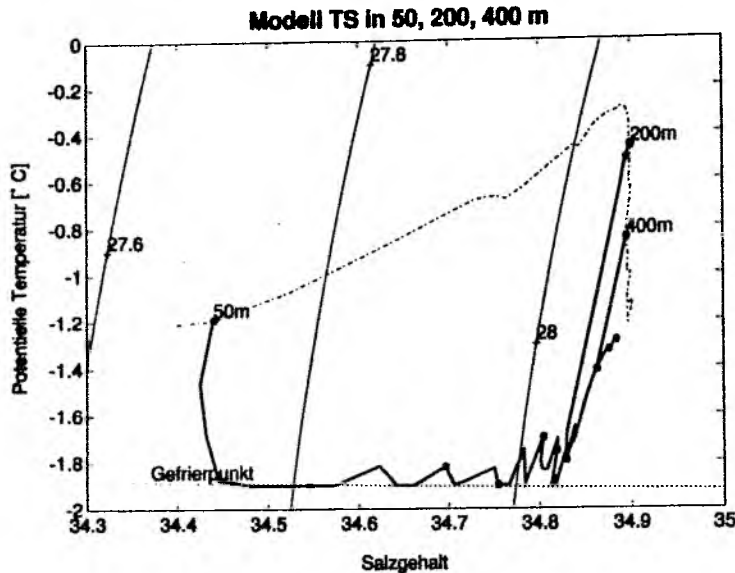


Abb. 3.4: Modelltrajektorien von Temperatur und Salzgehalt in 50, 200 und 400 m Tiefe bei klimatologischer Randbedingung und 5 mm Tag^{-1} Eisexport. Das Anfangsprofil ist durch die gestrichelte Linie dargestellt. Jeder 15. Tag ist durch einen Kreis markiert. Die Gefrierpunkttemperatur ist durch die gepunktete Linie dargestellt. Potentielle Dichten, bezogen auf die Oberfläche, sind durch dünne Linien dargestellt.

dung erreicht, bis bei einem Salzgehalt von 34.8 die Deckschichttemperatur durch Vermischung mit den tiefer liegenden Wassermassen vom Gefrierpunkt auf -1.4°C erwärmt wird.

Flüsse: Die Temperaturen und Salzgehalte in der Deckschicht werden sowohl durch den Wärme- und Frischwasseraustausch mit der Atmosphäre als auch durch thermodynamische Eisprozesse und Vermischung an der Untergrenze der Deckschicht verändert. Zeitreihen dieser drei Flüsse sind in Abbildung 3.5 dargestellt. Der Austausch mit der Atmosphäre war als konstant vorgegeben. Durch Eisbildung wird Anfang Dezember die Deckschicht um ca. 100 W m^{-2} 'erwärmt' und ab Mitte Januar durch Eisschmelze wieder abgekühlt. Die Bilanz ist nicht ausgeglichen, da Eis exportiert wurde. Die Wärmeflüsse durch Deckschichtvertiefung erreichen Mitte Februar für einige Tage 500 W m^{-2} und nehmen dann auf 150 W m^{-2} ab. Durch das schnelle Vertiefen wird die Deckschicht deutlich erwärmt. Die Frischwasserflüsse haben einen ähnlichen zeitlichen Verlauf, aber die Salzgehaltsänderungen sind bei der Vermischung nicht so stark. Weiterhin ist anzumerken, daß bei Eisbildung ungefähr doppelt soviel Salz durch vertikales Einmischen in die Deckschicht kommt wie durch Salzlagenaussfällung.

3.1.2 ECMWF-Modell Oberflächenflüsse

In den vorherigen Abschnitten wurden Sensitivitätsstudien der Deckschichtentwicklung bei konstanten Randbedingungen betrachtet. Im folgenden wird die Schichtungsentwicklung des Deckschichtmodells für die zeitlich variablen ECMWF-Modellflüsse (siehe auch Abb. 2.8) be-

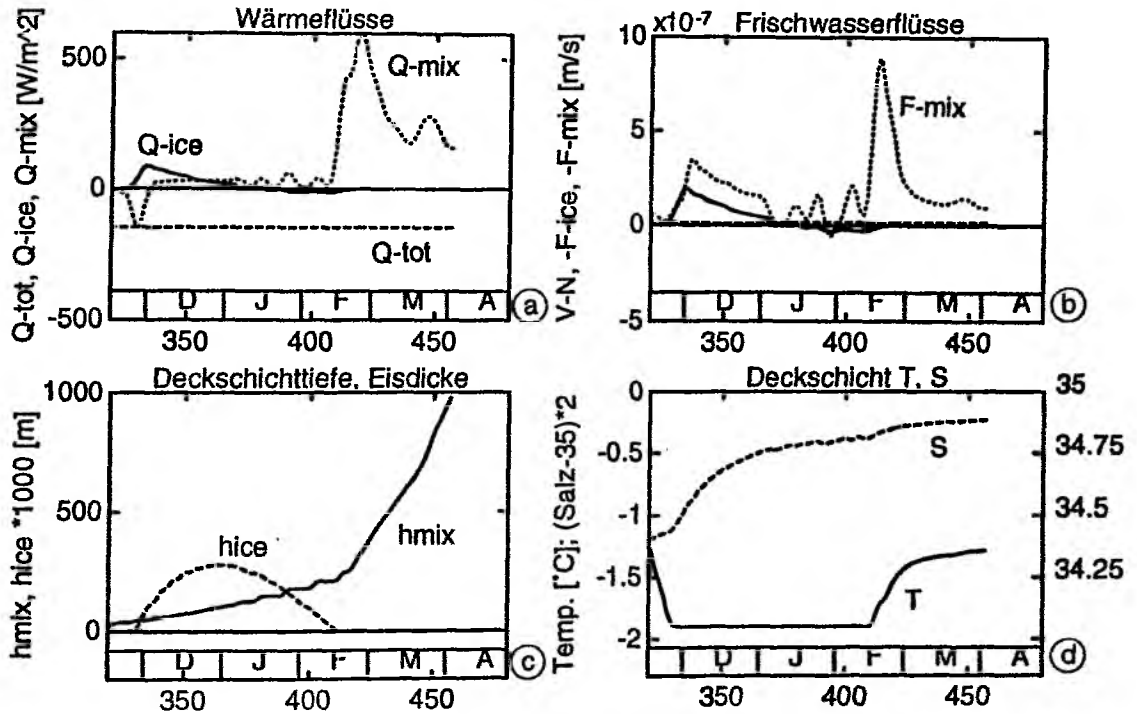


Abb. 3.5: (a) Zeitreihen der tiefpaßgefilterten Wärmeflüsse in die Deckschicht: Atmosphären-austausch (gestrichelt), Eisbildung (durchgezogen) und Deckschichtvertiefung (gepunktet). (b) Wie (a) jedoch für die (negativen) Frischwasserflüsse. (c) Zeitliche Entwicklung der Deck-schichttiefe (durchgezogen) und Eisdicke (gestrichelt). (d) Zeitliche Entwicklung der Deck-schichttemperatur (durchgezogen) und des Salzgehaltes (gestrichelt).

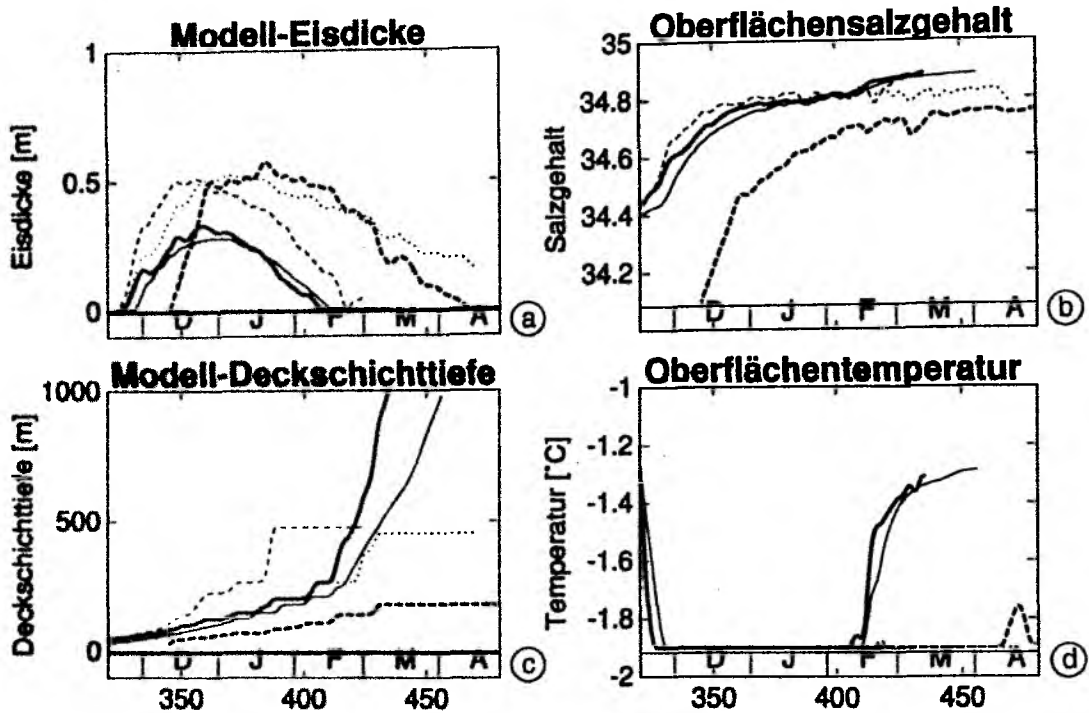


Abb. 3.6: Zeitreihen von Deckschichtmodellvariablen: (a) Eisdicke, (b) Salzgehalt, (c) maximale Deckschichttiefe und (d) Temperatur für unterschiedliche Rand- und Anfangsbedingungen: Klimatologie (dünn durchgezogen), ECMWF (dünn gestrichelt), ECMWF mit Flußkorrektur (dünn gepunktet), ECMWF mit Flußkorrektur und Eisexport (dick durchgezogen). Weiterhin für die Anfangsschichtung des 'Is Odden'-Gebietes mit ECMWF Flüssen, Flußkorrektur und Eisexport (dick gestrichelt).

trachtet.

Die Deckschicht vertiefte sich sehr schnell und erreichte schon Mitte Februar 500 m Tiefe bei 40 cm Eisdicke (Abb. 3.6, (dünn gestrichelt)). Das gibt einen Hinweis darauf, daß möglicherweise die Eisisolierung durch die klimatologische Eisbedeckung nicht ausreichend berücksichtigt wurde. Deshalb wurden die Flüsse bei Eisbedeckung auf $r_{it, is} = 60\%$ der ECMWF Werte reduziert. Die Deckschicht vertiefte sich nun wesentlich langsamer, aber die Eisdicke betrug im April noch 20 cm (Abb. 3.6, (dünn gepunktet)). Um die Eisbedeckung auf realistischere Verhältnisse zu reduzieren, wurden unterschiedliche Eisexporte vorgegeben. Eine ganz gute Übereinstimmung ergab sich bei einem Eisexport von 5 mm Tag^{-1} . Dadurch konnte die Zeitdauer der Eisbedeckung verkürzt und tiefe Vermischung im März erreicht werden (Abb. 3.6, (dick durchgezogen)). Die zeitliche Entwicklung der Deckschichttiefe mit den beiden Korrekturen ähnelte dem klimatologischen Lauf mit demselben Eisexport von 5 mm Tag^{-1} (Abb. 3.6, (dünn durchgezogen)). Das ist nicht erstaunlich, da der mittlere ECMWF-Wärme fluß 260 W m^{-2} betrug (Tab. 4) und 60% (Eisisolierung) davon fast genau den klimatologischen Wärme fluß von 150 W m^{-2} ergeben.

Die Schichtungsentwicklung wird stark von den Anfangsbedingungen beeinflusst. Als Bei-

spiel dafür wurde ein Lauf mit den Schichtungsverhältnissen von Station 250 gerechnet (südöstlich des Wirbelzentrums im 'Is Odden'-Gebiet). Bei gleichen Korrekturparametern (60% Flüsse unterm Eis, 5 mm Tag^{-1} Eisexport) vertiefte sich die Deckschicht nur sehr langsam und wurde nicht tiefer als 200 m (Abb. 3.6, (dick gestrichelt)). Das Eis war mit 50 cm ungefähr doppelt so dick wie in der zentralen Grönlandsee.

In Abbildung 3.7 sind die Modellzeitreihen aus 50 und 200 m Tiefe für die beiden unterschiedlichen Gebiete im TS-Diagramm dargestellt. In beiden Regionen wird die Dichte anfangs durch Eisbildung erhöht. Die Station im 'Is Odden'-Gebiet wurde nur einmal kurz bis auf 200m durchmischt und erreichte danach durch Diffusion fast wieder die ursprünglichen Temperaturen und Salzgehalte. Im Zentrum der Grönlandsee erwärmte sich die Deckschicht, als ihr Salzgehalt größer als 34.82 war, indem warmes Wasser eingemischt wurde. Als der Salzgehalt größer als dieser 'kritische' Wert war, konnte die Dichtezunahme durch Abkühlung an der Oberfläche ohne Eisbildung erfolgen.

3.2 Vergleich zwischen Modell und Beobachtungen

Die beobachtete Temperaturschichtungsentwicklung konnte durch zwei Korrekturen am Deckschichtmodell im wesentlichen reproduziert werden: Eisexport und Eisisolierung (Abb. 3.8a,b,e,f und Abb. 2.13). Wenn man die Flüsse noch drastischer bei Eisbedeckung isoliert, zum Beispiel auf 40%, und gleichzeitig den Eisexport auf 8 mm Tag^{-1} erhöht, so läßt sich die beobachtete Deckschichtentwicklung etwas besser reproduzieren (Abb. 3.8 c,d). Die Deckschichtvertiefung während der Eisbedeckung wird schwächer, aber nimmt schneller zu, wenn alles Eis geschmolzen, bzw. exportiert ist. In der 'Is Odden'-Region ändert der erhöhte Eisexport nichts und die stärker reduzierten Oberflächenflüsse verlangsamen die Deckschichtvertiefung.

Bei Station T6 wurde von der Universität Washington (Roach et al., 1993) in zwei Tiefen der Salzgehalt gemessen. Der Vergleich mit den Modellergebnissen (Abb. 3.9) ergibt ein qualitativ ähnliches Bild mit konstanter Salzgehaltszunahme in 60m Tiefe.

Der Salzgehalt in 200m Tiefe nahm sowohl im Modell als auch in den Beobachtungen Ende Januar leicht ab, als die Deckschichttiefe 200 m war. Die Modelldeckschicht ist allerdings immer noch zu kalt, was entweder für noch mehr Eisexport oder für Advektion von atlantischem, warmem Wasser sprechen würde.

Zusammenfassung: Mit Hilfe des Deckschichtmodells konnten plausible Szenarien der Schichtungsentwicklung vor dem Auftreten von tiefreichender Konvektion simuliert werden. Die Übereinstimmungen mit den Beobachtungen konnte durch das Einführen eines Eisexports von $5\text{-}8 \text{ mm Tag}^{-1}$ verbessert werden. Die ECMWF-Wärmefflüsse mußten zusätzlich bei Eisbedeckung auf Werte zwischen 40-60% reduziert werden. Das Eismodell wurde so einfach wie möglich gewählt und gibt wahrscheinlich keine gute Beschreibung der realen Eisdicken. Insbesondere ist die Advektion von Eis durch den Wind nicht realistisch im Modell berücksichtigt

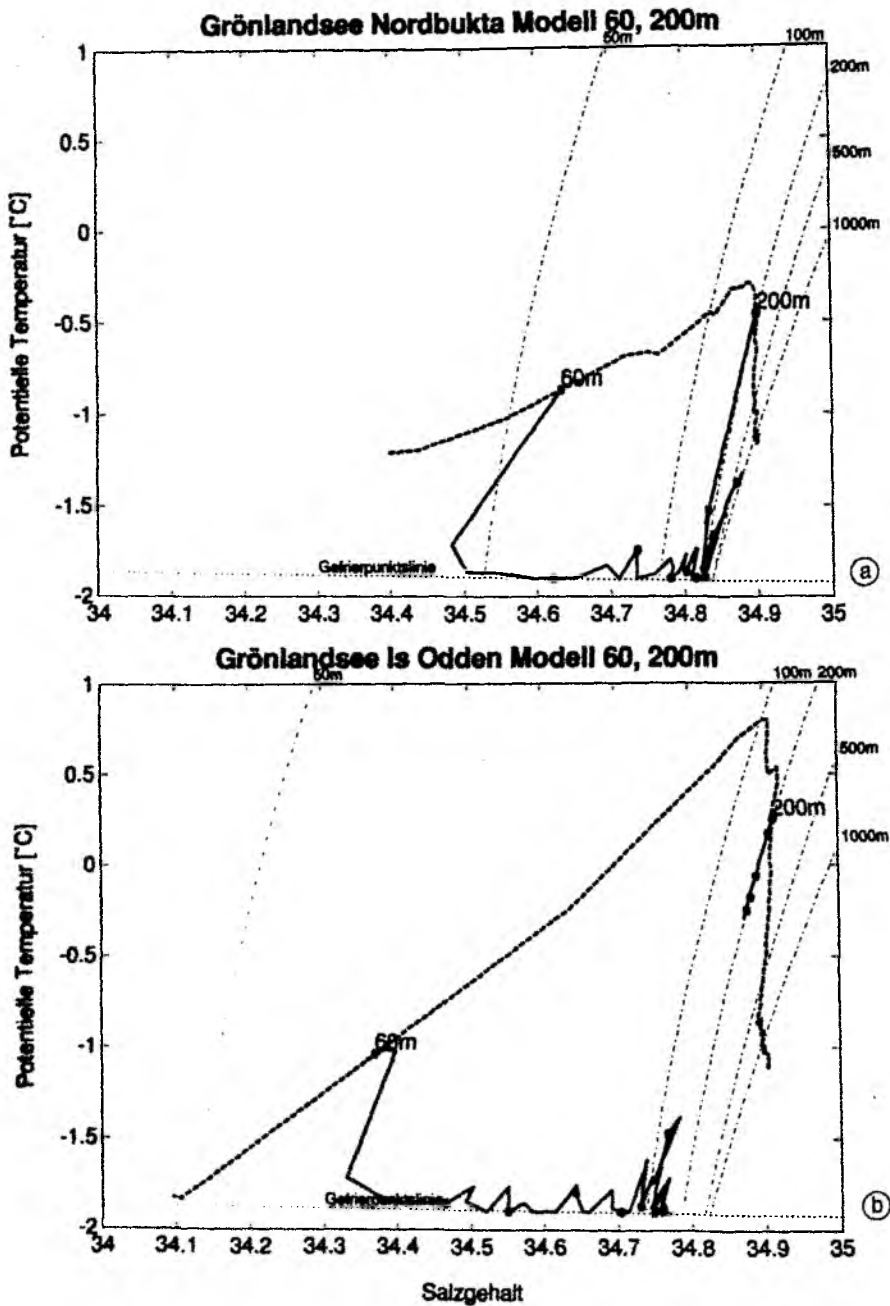


Abb. 3.7: Deckschichtmodell-Trajektorien im Temperatur-Salz-Diagramm für Temperatur und Salzgehalt in 60 und 200m Tiefe für zwei Regionen: (a) Zentrale Grönlandsee ('Nordbukta'), (b) südöstlich davon im Gebiet des 'Is Odden'. Potentielle Dichten in den angegebenen Tiefen verbinden alle Temperaturen und Salzgehalte, die die gleiche Dichte haben wie das Anfangsprofil. Jeder 15. Tag wurde durch einen Kreis markiert.

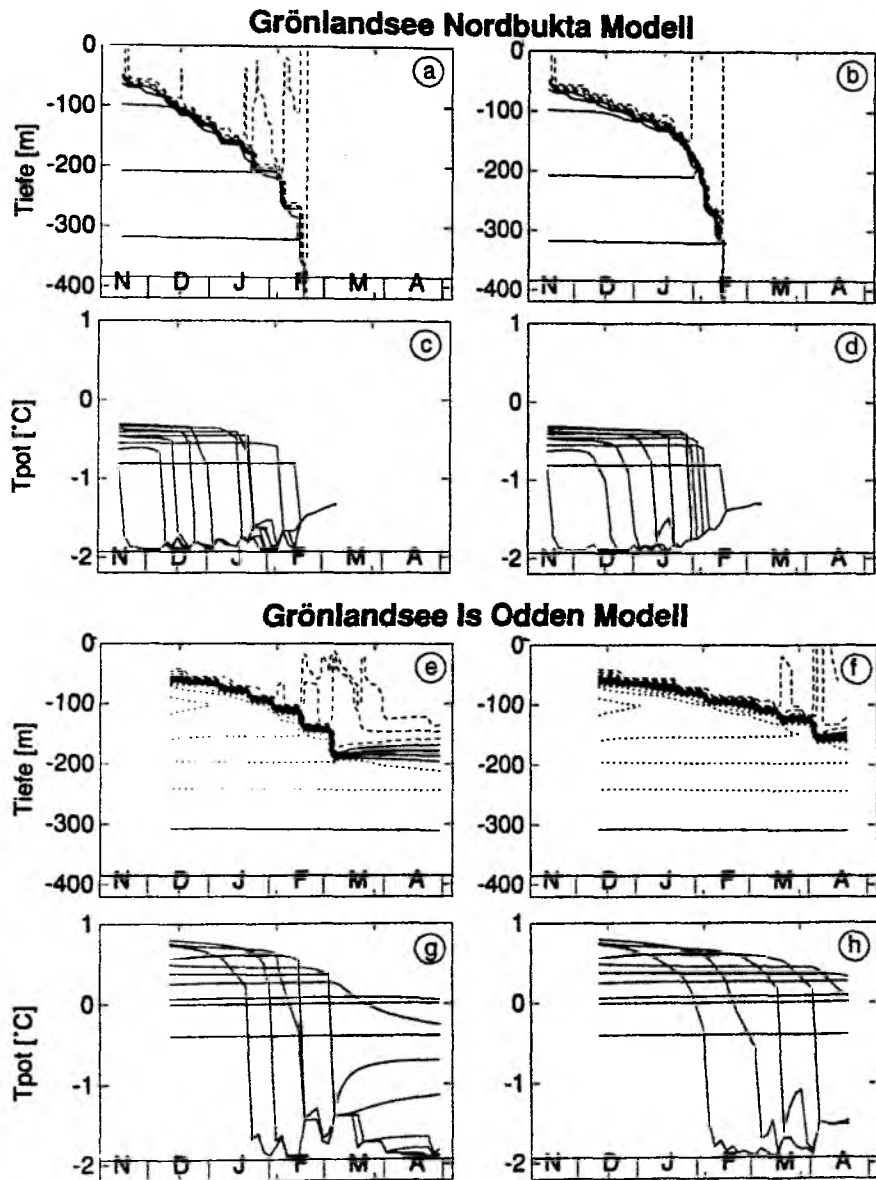


Abb. 3.8: Temperaturschichtungsentwicklung für unterschiedliche Deckschichtmodellläufe (ähnliche Darstellung wie Abb. 2.13 für die Thermistorkettendaten). (a) Zentrale Grönlandsee für 6 mm Tag^{-1} Eisexport und 60% Wärmefluß unter dem Eis. Das Konturintervall ist 0.25°C , wobei Temperaturen kälter als -1°C gestrichelt und Temperaturen wärmer als 0°C gepunktet dargestellt sind. (c) Zeitreihen für 60-240 m Tiefe alle 20m sowie für 350m Tiefe. (b,d) Wie (a,c) für 8 mm Tag^{-1} Eisexport und 40% Wärmefluß unter dem Eis. (e-h) Wie (a-c) für Anfangsbedingung der 'Is Odden'-Region (Stat. 250).

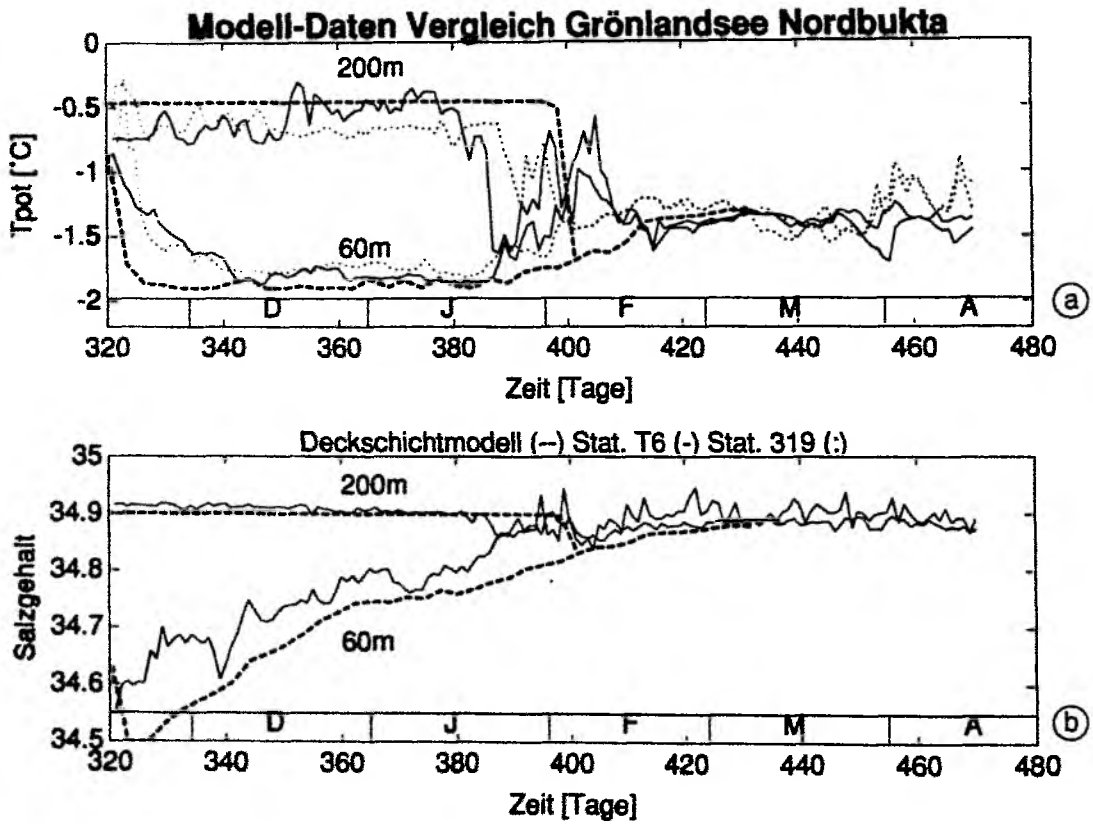


Abb. 3.9: Zeitreihen der Temperatur (a) und des Salzgehaltes (b) in der zentralen Grönlandsee aus 60 und 200 m Tiefe. Beobachtungen bei Station 319 (gepunktet) und bei Stat. T6 (durchgezogen; Roach et al., 1993). Die Deckschichtmodellzeitreihen mit 8 mm Tag^{-1} Eisexport und 40% der Oberflächenflüsse unter dem Eis sind gestrichelt dargestellt.

worden, weil nur ein konstanter Export im Modell verwendet wurde. Dennoch ergab das Deckschichtmodell wertvolle Hinweise auf die nur teilweise gemessene Salzgehaltsentwicklung in der zentralen Grönlandsee.

Ein typisches Szenario sieht wie folgt aus:

- Abkühlung der flachen sommerlichen Deckschicht bis auf Gefrierpunkttemperatur bei nur leichter Erhöhung des Salzgehaltes (Oktober-November).
- Eisbildung und damit verbundene Salzlaugenausfällung erhöht den Salzgehalt der Deckschicht. Die Deckschicht vertieft sich langsam (1 m Tag^{-1} ; Dezember-Januar).
- Beim Erreichen des 'kritischen' Salzgehaltes von ca. 34.8 und einer Deckschichttiefe von mehr als 200m vertieft sich die Deckschicht schneller. Dabei wird soviel warmes Wasser eingemischt, daß sich die Deckschichttemperatur erwärmt (Mitte Januar).
- Weiteres Abkühlen bewirkt eine effektive Vertiefung der Deckschicht, bis die maximale Modelldeckschichttiefe von 1000m erreicht ist (Februar-März).

Bei tiefer Vermischung ist die Deckschichttemperatur deutlich wärmer als die Gefrierpunkttemperatur und es gibt kein Eis mehr im System.

Die Modellstudien geben einen klaren Hinweis darauf, daß entweder die Deckschichttemperaturen und -salzgehalte durch laterale Advektion oder durch Eisexport erhöht wurden. Die Beobachtungen zeigten eine mittlere Eisdrift, aber die Horizontalströmungen im Wasser waren gering. Deshalb wird hier ein Szenario mit Frischwasserexport durch Eisdrift favorisiert.

Kapitel 4

Diskussion zur Schichtungsentwicklung

Im ersten Teil der Arbeit wurde die Schichtungsentwicklung in Konvektionsgebieten betrachtet. Damit tiefreichende Konvektion auftreten kann, muß die Stabilität der Schichtung gering sein. Die Destabilisierung der Wassersäule wird hier als Vorbereitung ('preconditioning') für tiefreichende Konvektion verstanden. Die physikalischen Prozesse sind weitgehend in der Deckschichtdynamik enthalten.

Die Labilisierung der Schichtung wird durch Prozesse erreicht, die z.B. die Oberflächendichte erhöhen, dann gilt:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right) < 0 .$$

Eine Reihe von thermodynamischen Prozessen wurden in Kapitel 1.1 kurz vorgestellt. In den betrachteten Konvektionsregionen Grönlandsee, Mittelmeer und Labradorsee verursachte der Wärmeaustausch mit der Atmosphäre den größten Auftriebsfluß, und labilisierte dadurch die Schichtung am effektivsten.

In polaren Regionen, wie hier am Beispiel der Grönlandsee gezeigt, ist dabei die Wechselwirkung mit dem Eis wichtig. Der Wärmeverlust ist so stark, daß die Deckschicht die Gefrierpunkttemperatur erreicht und sich Neueis bildet. Bei der Eisbildung kommt es zu einem Ausfrieren von Salzlauge (englisch 'brine'). Folglich wird der Wärmeverlust in einen 'Salzfluß' umgewandelt. Letzterer bewirkt eine Labilisierung der Wassersäule und die Deckschicht kann sich vertiefen.

Die Dichteerhöhung durch Neueisbildung wurde von Rudels (1990) als Mechanismus zur Tiefenwasserbildung postuliert. Die Beobachtungen der Schichtungsentwicklung sowie die Deckschichtmodellsimulationen belegen, daß zumindest in dem Winter 1988-89 tiefreichende Konvektion im März nur durch Abkühlung ohne Eisbildung ausgelöst wurde.

Das seit langem beobachtete Phänomen der eisfreien 'Nordbukta', umgeben vom Eis des 'Is Oddens', steht damit im direkten Zusammenhang. Die Salzanreicherung der Deckschicht durch Eisbildung findet nicht ununterbrochen statt, denn es existiert ein negativer Rückkoppelungs-

mechanismus; Die dichter werdende Deckschicht vertieft sich, und durch vertikales Einmischen von warmem und salzreichem Zwischenwasser kann die Deckschichttemperatur wieder erhöht werden. Somit kann je nach Stärke der atmosphärischen Wärmefflüsse die Eisbildung gestoppt werden und sogar Eisschmelze einsetzen. Letztere würde die Deckschichttemperatur wieder erniedrigen und den Salzgehalt verringern.

Solche Zyklen von Eisbildung und Eisschmelze traten auch in Deckschichtsimulationen mit gekoppeltem Eismodell auf. Die Periode der Zyklen hängt sowohl von der vertikalen Schichtung des Hintergrundprofils als auch von der Stärke der Oberflächenflüsse ab. Dabei ist anzumerken, daß sich Neueis sehr schnell bilden kann, wenn die Deckschicht Gefrierpunkttemperatur erreicht hat. Das Schmelzen von Eis erfolgt langsamer als seine Bildung, da sich dabei unter dem Eis eine dünne kalte Süßwasserschicht bildet. Letztere muß durch turbulente Prozesse wie z.B. Windvermischung in die 'eigentliche' Deckschicht eingemischt werden. Hier wurden diese Zyklen nicht systematisch untersucht, da kein großer Netto-Effekt auf die Schichtungsentwicklung erwartet wurde.

Es stellte sich heraus, daß eine mittlere Eisdrift deutliche Auswirkungen auf die Schichtungsentwicklung hat. Die beobachtete Deckschichterwärmung bei dem Öffnen der 'Nordbukta' steht im Widerspruch zu einem Szenario mit Eisschmelze, wie es z.B. Roach et al. (1993) vertreten. Deshalb wird vorgeschlagen, daß ein Großteil des in der 'Nordbukta' gebildeten Eises durch windgetriebene Eisdrift das Gebiet verläßt. Diese These wird durch mehrere Beobachtungsinidzen gestützt: Aus der klimatologischen Bodenluftdruckverteilung (Abb. 2.6a) geht hervor, daß es im Wintermittel eine südwärtige Windkomponente gibt, die das Eis nach Südwesten treiben sollte. Auch die vom ADCP gemessenen Eisdriften zeigten ein südwestliches Wintermittel von 10 cm s^{-1} (Abschnitt 2.1.2) in der zentralen Grönlandsee. Weiterhin ergaben die Deckschichtsimulationen, daß sich die beobachteten Eis- und Schichtungsverhältnisse nur bei einem Eisexport von $5\text{-}8 \text{ mm Tag}^{-1}$ zufriedenstellend reproduzieren ließen.

Der Export von neu gebildetem Eis fördert die Labilisierung der Wassersäule in zweifacher Hinsicht: Zum einen wird die Eisisolierung geringer und die kalte Luft kann effektiver den Ozean kühlen. Zum anderen gibt es einen Netto-Frischwasserexport, da weniger Eis geschmolzen als gebildet wird.

Die Schichtungsentwicklung ist also offensichtlich mit der Eissituation gekoppelt. Prinzipiell sollte es daher möglich sein, aus der Eiskonzentrationsentwicklung, z.B. aus Satellitenkarten, zusammen mit Schätzungen der Wärmefflüsse, z.B. von Küstenstationen und Wettervorhersagemodellen, die Stabilität der Schichtung für verschiedene Jahre grob abzuschätzen. Eine interessante Frage dabei wäre: War die Schichtung in dem entsprechenden Winter soweit labilisiert, daß tiefreichende Konvektion hätte auftreten können? Zwei unterschiedliche Szenarien sollten sich aus den Daten ablesen lassen und könnten einen Konvektionsindex ergeben:

- Wenn die Schichtung (noch) stabil ist, bildet sich Neueis, wenn kalte Luftmassen und starke Winde über der Grönlandsee herrschen (Konvektion unwahrscheinlich).

- Ist die Schichtung aber ausreichend labilisiert, so würde sich kein Eis mehr bilden, weil einsetzende Deckschichtvertiefung warmes Wasser von unten einmischt und dadurch Eisbildung verhindert (Konvektion möglich).

Zur Verifizierung von solchen Szenarien werden Registrierungen der Deckschichteigenschaften im *Zusammenhang* mit Eisbeobachtungen über mehrere Jahre hinweg sehr wertvoll sein (Grönlandsee-Monitoring-Station).

Die Modellierung der Deckschicht war hilfreich, um unterschiedliche Szenarien der Schichtungsentwicklung zu untersuchen. Ein offensichtliches Ergebnis war, daß im Zentrum der Grönlandsee die Schichtung über den Winter labilisiert werden konnte, während die maximale Deckschichttiefe in der 'Is Odden'-Region 200m nicht überschritt. Clarke et al. (1990) fanden ähnliche Ergebnisse für die Schichtungsverhältnisse vom März/April 1982. Sie benutzten ein etwas einfacheres Deckschichtmodell (Clarke und Gascard, 1983) mit konstanten Oberflächenflüssen ohne Eisadvektion. Clarke et al. (1990) untersuchten dabei 'nur' die Spätwinterstabilität, während hier über mehrere Monate hinweg die Destabilisierung der Wassersäule im Modell mit der beobachteten Schichtungsentwicklung verglichen wurde. Es stellte sich dabei heraus, daß sich nur bei Hinzunahme von Eisexport die beobachtete Schichtungsentwicklung reproduzieren ließ. Die Größenordnung des Eisexports lag bei 5-8 mm Tag⁻¹. Der gleiche Eisexport änderte die Entwicklung der Schichtung in der 'Is Odden'-Region nicht merklich. Zusammen mit der beobachteten mittleren Eisdrift, die 10cm s⁻¹ nach Südwesten betrug, ergibt sich, daß ein mittlerer Eisdickengradient von 5 cm auf 100 km Distanz ausreicht, um den geforderten Eisexport von 5 mm Tag⁻¹ zu erreichen. Das ist eine sehr kleine Änderung der Eisdicke, die nicht durch die wenigen Beobachtungen verifiziert werden kann. Da es aber immer im Nordosten der Grönlandsee weniger Eis als im Südwesten gibt, ist ein solcher Gradient durchaus plausibel.

Es zeigte sich, daß alle Modellläufe, deren Deckschicht im Laufe des Winters tiefer als 300m war, einige Zeit später bis zum Modellboden (1000m) vermischt waren. Bisher wurden allerdings keine ausgedehnten Gebiete mit Deckschichttiefen von mehr als 800m Tiefe beobachtet (Clarke et al. 1990). Typischerweise gab es nur kleinräumige, tiefer durchmischte Gebiete mit einem Durchmesser von < 10km (Rhein, 1991).

Hier stellt sich die Frage, inwieweit die physikalischen Vereinfachungen, die für das Deckschichtmodell gemacht wurden, für die großen Vertikalskalen noch gültig sind. Wenn die Deckschicht sehr tief ist, braucht ein Wasserteilchen für den Weg von der Oberfläche zum Boden der Deckschicht H_{mix} mit einer typischen Geschwindigkeit w die Zeit t :

$$t = \frac{H_{mix}}{w}$$

Bei einer vertikalen Advektionsgeschwindigkeit von 1 cm s⁻¹ und einer Deckschichttiefe von 1000m dauert dies ca. 3 Stunden. Da diese Zeitskala schon ein Viertel einer Trägheitsperiode ist, könnten Rotationseffekte wichtig werden. In Tankexperimenten (Fernando et al., 1991) wurde

gezeigt, daß die Deckschichtvertiefung durch Rotation verringert wird. Es traten vermehrt einzelne isolierte Wirbel auf. Bei großen Deckschichttiefen ist es nicht von vornherein klar, daß die integralen Eigenschaften von Konvektion durch die Deckschichtmodellphysik wiedergegeben wird.

Die Schichtungsentwicklung im Mittelmeer ließ sich nicht durch einfache Deckschichtbetrachtungen erklären. Z.B. änderte sich das Temperaturmaximum des Zwischenwassers, obwohl die Deckschicht noch flach war. Es ist daher anzunehmen, daß die laterale Advektion von Wassermasseneigenschaften ein wichtiger Prozeß in der Konvektionsregion des nordwestlichen Mittelmeeres ist. Ein weiterer Unterschied im Vergleich zur Grönlandsee ist in den Wärme- und Frischwasserflüssen der Tiefenwasserbildung festzustellen. In der Grönlandsee ist das neu gebildete Tiefenwasser kälter und salzärmer, während es im Mittelmeer salzreicher und wärmer als das 'alte' Tiefenwasser ist (Abb. 2.21 und 2.33).

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß Beobachtungen mit Hilfe von verankerten Instrumenten in Konvektionsregionen wertvolle Erkenntnisse zur Schichtungsentwicklung und Konvektionsanregung geliefert haben.

Teil II

Physik des Konvektions-Prozesses

Kapitel 5

Theoretische Betrachtung zur Konvektion im rotierenden System

Das Aspektverhältnis und das Verhältnis von Vertikal- zu Horizontalbewegung kann bei Konvektionsprozessen von der Größenordnung eins sein. Beides führt dazu, daß die 'normalen' Vereinfachungen der Bewegungsgleichungen nicht unbedingt alle wichtigen Balancen beschreiben.

Die reibungsfreien Bewegungsgleichungen sind gegeben durch (z.B. Gill, 1982):

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} = -\rho^{-1}\nabla p - \mathbf{g} . \quad (5.1)$$

Da 'normalerweise' die Vertikalgeschwindigkeiten und -beschleunigungen sehr klein gegen die Horizontalbewegungen bzw. die Erdbeschleunigung sind, vereinfacht sich die dritte Komponente zu:

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho .$$

Diese Gleichung heißt *hydrostatische Grundgleichung*, und ein System, daß dieser Gleichung genügt, nennt man **hydrostatisch**. Betrachtet man die vollständige dritte Komponente der Bewegungsgleichung, wobei die Dichte und der Druck in mittlere und fluktuierende Anteile aufgespalten wurden,

$$p = p_0(z) + p' ; \quad \rho = \rho_0 + \rho' ,$$

so ergibt sich in der Boussinesq Approximation:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + 2\Omega_x v - 2\Omega_y u = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{g}{\rho_0} \rho' .$$

Die vertikale Beschleunigung hängt unter anderem von $g\rho'$ ab, was eine Kraft pro Volumen beschreibt, den *Auftrieb*. Die dritte Komponente der Bewegungsgleichung ist bei Konvektionsereignissen wichtig, da sie die Änderungen der Vertikalbewegungen z.B. durch Auftriebsflüsse beschreibt. Solange große vertikale Beschleunigungen auftreten, ist das System **nicht-hydrostatisch**.

'Große' Vertikalbewegungen haben Auswirkungen auf die Impulsbilanz der horizontalen Bewegung im rotierenden System. Die Erdrotation Ω besteht aus drei Komponenten, wobei normalerweise nur die vertikale Komponente $2\Omega_z = f$ berücksichtigt wird:

$$2\Omega \times \mathbf{u} = \begin{Bmatrix} 2\Omega_y w - 2\Omega_z v \\ 2\Omega_z u - 2\Omega_x w \\ 2\Omega_x v - 2\Omega_y u \end{Bmatrix} \sim \begin{Bmatrix} -fv \\ fu \\ \end{Bmatrix}.$$

Sind Horizontal- und Vertikalbewegungen von gleicher Größenordnung, so kann der Term $2\Omega_y w$ eine zonale Beschleunigung bewirken, die nicht mehr klein gegen $2\Omega_z v$ sein muß. Das Verhältnis der vertikalen zur zonalen Rotationskomponente ist gegeben durch:

$$\tan\varphi = \frac{\Omega_z}{\Omega_y}.$$

Man sieht, daß die Horizontalkomponente der Erdrotation äquatorwärts von 45° größer als die Vertikalkomponente ist (z.B. liegt das nordwestliche Mittelmeer bei 42°N). Bei 75°N (Grönlandsee) beträgt die Horizontalkomponente nur noch ein Viertel der Vertikalen.

Die zonale Komponente der Erdrotation Ω_x ist sehr viel kleiner als die anderen, da die Erdoberfläche fast kugelförmig verläuft.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß der Ozean bei Konvektionsereignissen nicht hydrostatisch sein muß. Weiterhin kann auch die Meridional Komponente der Erdrotation eine Beschleunigung der Zonalströmung bewirken. Bei der Modellierung von Konvektionsprozessen sollte daher ein **nicht-hydrostatisches** Modell verwendet werden und zumindest auch die Meridional Komponente der Erdrotation berücksichtigt werden.

5.1 Konvektionsregime

Laborexperimente von thermischer Konvektion haben eine lange Tradition, wobei die unterschiedlichsten hydrodynamischen Regime untersucht worden sind (Chandrasekhar, 1961). Boubnov und Golitsyn (1990) tragen die verschiedenen Regime als Funktion der Taylorzahl (Ta) und Rayleighflußzahl (Ra_f) auf (Abb. 5.1). Die beiden dimensionslosen Zahlen sind gegeben durch:

$$Ra_f = \frac{\alpha g Q h^4}{\rho C_p k^2 \nu} = \frac{B_0 h^4}{k^2 \nu}, \quad (5.2)$$

$$Ta = \frac{f^2 h^4}{\nu^2}. \quad (5.3)$$

Das Verhältnis zwischen kinematischer Viskosität ν und thermischer Diffusivität k wird durch die Prandtlzahl Pr beschrieben:

$$Pr = \frac{\nu}{k}. \quad (5.4)$$

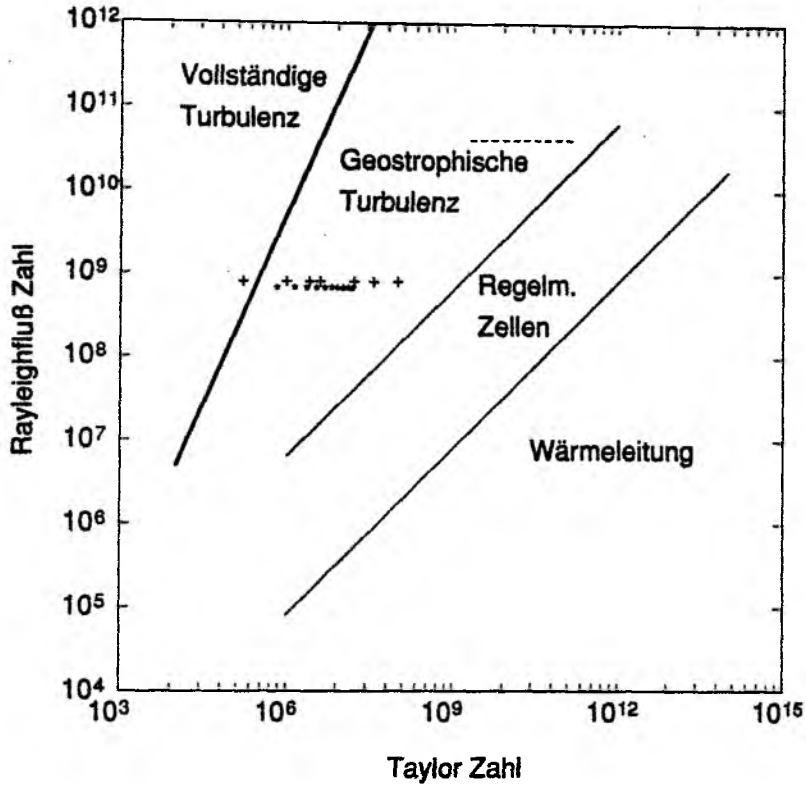


Abb. 5.1: Konvektionsregime im Rayleigh-Taylorzahl-Diagramm (nach Boubnov und Golitsyn, 1990).

Die Rayleighflußzahl Ra_f ist durch die Nusseltzahl Nu mit der normalen Rayleighzahl Ra verknüpft:

$$Ra_f = Ra \, Nu, \quad (5.5)$$

$$Ra = g \frac{\alpha \Delta T h^3}{\rho \, k \nu} = g \frac{\Delta \rho h^3}{\rho \, k \nu} = g' \frac{h^3}{k \nu}, \quad (5.6)$$

$$Nu = \frac{Q h}{\rho C_p k \Delta T} = \frac{B_0 h \rho}{g k \Delta \rho} = \frac{B_0 h}{g' k}, \quad (5.7)$$

wobei die Nusseltzahl den Wärmetransport (Auftriebsfluß) durch eine Schicht mit der Temperaturdifferenz ΔT (Dichtedifferenz $\Delta \rho$) beschreibt.

Konvektion im offenen Ozean findet bei Rayleighflußzahlen zwischen 10^7 bis 10^{12} und Taylorzahlen zwischen 10^3 und 10^{10} statt. Also im Grenzbereich zwischen vollständiger (3D) Turbulenz und geostrophischer Turbulenz (2D).

Bestimmung der turbulenten Diffusion in der Grenzschicht: Die kinematische Viskosität und die thermische Diffusivität im Ozean ist für den molekularen Prozeß ganz gut bekannt ($\nu = 1.2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$; $k = 1.4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$). Bei einem turbulenten Medium sind sie um Größenordnungen größer, aber schwer zu bestimmen. Eine Möglichkeit, die Größenordnung von ν und k in der Grenzschicht abzuschätzen, wurde von Leaman und Schott (1991) vorge-

stellt. Dabei wurden die oberen 50m von gemessenen Dichteprofilen aus dem Konvektionsgebiet im westlichen Mittelmeer ausgewertet, die bei negativem Auftriebsfluß eine labile Schichtung von typischerweise $\Delta\rho \sim 0.01 \text{ kg m}^{-3}$ über die oberen 10m zeigten. Aus der Turbulenztheorie (z.B. Kraus 1972) erhält man die Beziehung:

$$\nu \sim k \sim \kappa U_* h ,$$

wobei κ die von Kármán Konstante (~ 0.4) und

$$U_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_0}}$$

die Reibungsgeschwindigkeit darstellt. Bei einem Windstreß von 0.8 N m^{-2} ist $U_* = 0.03 \text{ m s}^{-1}$. Damit ergaben sich ν und k zu $\sim 0.1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (Leaman und Schott, 1991).

Eine ähnliche Abschätzung für die thermische Diffusivität ergibt sich aus der Nusseltzahl, die man auch als Verhältnis von turbulenter (k_T) zu molekularer (k) Diffusivität auffassen kann (Boubnov und Golitsyn, 1990):

$$Nu = \frac{k_T}{k} .$$

Damit ergibt sich für die turbulente thermische Diffusivität k_T folgende Beziehung:

$$k_T = kNu = \frac{Qh}{\rho C_p \Delta T} = \frac{B_0 h \rho}{g \Delta \rho} . \quad (5.8)$$

Bei einem Auftriebsfluß an der Oberfläche von $B_0 = 50 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ (konsistent mit einem Windstreß von 1 N m^{-2}) ergibt sich die turbulente thermische Diffusivität k_T zu $0.05 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Die Größenordnung stimmt mit der Abschätzung von Leaman und Schott (1991) gut überein. Die dazugehörige Nusseltzahl ist $Nu = 4 \cdot 10^5$.

Die Rolle von Diffusion bei Konvektionszellen ist noch nicht gut verstanden. Fernando et al. (1991) und Brickman und Kelley (1993) geben, allerdings unter Berücksichtigung von Diffusion, ganz ähnliche Skalierungen für Konvektion im rotierenden System an, wie sie Maxworthy und Narimousa (1991) sowie Jones und Marshall (1993) ohne Dissipation angeben. Letztere setzen die Längen- und Geschwindigkeitsskalierungen in Beziehung zu einer Rossbyzahl. Diese 'natürliche' Rossbyzahl Ro_* für Konvektion hängt nur von drei 'äußeren' Parametern ab: Auftriebsfluß, Tiefe und Rotation.

Im Anhang C wird eine Herleitung dieser Skalierungen mit Hilfe der mechanischen Energiegleichung vorgestellt. Durch zwei unterschiedliche Balancen (reibungsfrei und diffusiv) ergeben sich ganz ähnliche Skalierungen für die Geschwindigkeit U_{rot} und die Längenskala L_{rot} .

5.2 Längen- und Geschwindigkeitsskalen von Konvektionszellen

Die Skalierungen für Konvektionszellen U_{rot} und L_{rot} ergeben sich sowohl aus einer 'reibungsfreien' Balance (Maxworthy und Narimousa, 1991) als auch unter Berücksichtigung von Dissipation (Anhang C, siehe auch Chen et al., 1991). Im Zeitablauf ist vorstellbar, daß zuerst der

Tabelle 9: Skalen für Konvektionszellen

Größe		Einheiten	Grönlandsee		Mittelmeer	
f	Rotation	s^{-1}	$1.41 \cdot 10^{-4}$		$0.98 \cdot 10^{-4}$	
B_0	Auftriebsfluß	$m^2 s^{-3}$	10^{-8}	10^{-7}	10^{-7}	10^{-6}
Rotationsregime $Ro \sim 1$						
g'	$B_0^{\frac{1}{2}} f^{\frac{1}{2}}$	$m s^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-6}$	$3.8 \cdot 10^{-6}$	$3.1 \cdot 10^{-6}$	$9.9 \cdot 10^{-6}$
L_{rot}	$B_0^{\frac{1}{2}} f^{-\frac{3}{2}}$	m	60	190	320	1030
U_{rot}	$B_0^{\frac{1}{2}} f^{-\frac{1}{2}}$	$cm s^{-1}$	1	3	3	10
Geostrophisch adjustiert $Ro < 1$; $H = 1000 m$						
Ro_*	$B_0^{\frac{1}{2}} f^{-\frac{3}{2}} H^{-1}$		0.15	0.32	0.47	1.02
Ro_H	Ro_*^2		0.02	0.11	0.22	1.04
R_r	$L_{rot} Ro_*^{-\frac{1}{2}}$	m	240	430	570	1010
U_{Rr}	$U_{rot} Ro_*^{-\frac{1}{2}}$	$cm s^{-1}$	3	6	6	9
$H = 2000 m$						
Ro_*	$B_0^{\frac{1}{2}} f^{-\frac{3}{2}} H^{-1}$		0.05	0.21	0.29	0.64
Ro_H	Ro_*^2		0.01	0.04	0.09	0.41
R_r	$L_{rot} Ro_*^{-\frac{1}{2}}$	m	350	614	810	1440
U_{Rr}	$U_{rot} Ro_*^{-\frac{1}{2}}$	$cm s^{-1}$	5	9	8	14

Auftriebsfluß kinetische Energie während einer 'reibungsfreien' Beschleunigungsphase erzeugt wird und später eine Balance zwischen Auftriebsfluß und Dissipation besteht. Die Größen U_{rot} und L_{rot} sind zusammen mit der 'natürlichen' Rossbyzahl Ro_* von fundamentaler Bedeutung in Konvektionsregionen (Jones und Marshall, 1993).

Bei kleinen Rossbyzahlen sollten sich die Konvektionszellen im geostrophischen Gleichgewicht befinden und deren Größe sich mit dem Rossbyradius R_r skalieren lassen. Durch die Beziehung für den thermischen Wind ergab sich dazu eine Geschwindigkeitsskala U_{Rr} . Für typische Werte der Auftriebsflüsse sind in Tabelle 9 die relevanten Skalen für das Mittelmeer und die Grönlandsee angegeben.

Reduzierte Schwerebeschleunigung: Aus der Skalierung ergibt sich die Größenordnung der reduzierten Schwerebeschleunigung zu $10^{-5} - 10^{-6} m s^{-2}$. Mit:

$$\Delta\rho = g' \frac{\rho_0}{g}$$

lassen sich daraus die zu erwartenden Dichtedifferenzen bestimmen. Der Faktor ρ_0/g ist typischerweise $100 kg s^2 m^{-4}$. Die maximalen Dichtedifferenzen bei starken Auftriebsflüssen im Mittelmeer entsprechen $\Delta\rho \sim 10^{-3} kg m^{-3}$. Solche geringen Dichtedifferenzen lassen sich mit den vorhandenen Meßmethoden nicht bestimmen.

Tiefenskala: L_{rot} gibt die Tiefenskala an, wo die Rossbyzahl Ro_* eins wird. Typische Werte reichen von 100-1000 m. Wenn der Wärmefluß sehr stark ist wird die Rotation erst bei größeren Tiefenskalen wichtig.

Vertikalgeschwindigkeiten: U_{rot} gibt z.B. die Vertikalgeschwindigkeiten an, die 'typischerweise' erreicht werden können. Bei zunehmender Tiefe werden sie durch Rotation reduziert. Die Werte reichen von $1-10 \text{ cm s}^{-1}$ und stehen in genereller Übereinstimmung zu beobachteten maximalen Vertikalbewegungen bei tiefreichender Konvektion (Schott und Leaman, 1991; Schott et al., 1993).

Horizontalgeschwindigkeiten und Wirbelradius: Wenn die Konvektionszellen den Boden oder eine stabil geschichtete Grenzschicht erreicht haben, sollten sie mehr und mehr in ein geostrophisches Gleichgewicht kommen. Die Konvektionszellen müßten einen Durchmesser ($2 \cdot R_r$) von 400-3000 m haben und Rotationsgeschwindigkeiten von $3-15 \text{ cm s}^{-1}$ erreichen.

Rosbyzahl: Die typischen 'natürlichen' Rosbyzahlen Ro_* reichten von 1 bis 0.05 je nach Tiefe der Konvektion. Bei Konvektionstiefen von mehr als 200-500m werden Rotationseffekte zunehmend an Bedeutung gewinnen. Dabei wird eine Skalentransformation stattfinden von einem Aspektverhältnis von eins ($Ro \geq 1$) zu größeren Horizontal- als Vertikalskalen ($Ro \ll 1$).

Im folgenden Kapitel werden die Beobachtungen aus den Konvektionsregionen vorgestellt.

Kapitel 6

Beobachtungen von Konvektionszellen

In diesem Kapitel werden Beobachtungen von Konvektionszellen aus der Grönlandsee und dem Mittelmeer vorgestellt.

6.1 Grönlandsee

Mit Hilfe der Zeitreihen der vertikalkinetischen Energie (Abb. 2.11) ließen sich energiereiche Perioden angeben, die im Zusammenhang mit Konvektionsereignissen stehen könnten. Das auffälligste Signal war die starke Varianz im November 1988. Im Zeitraum vom 17. - 23. November (Abb. 6.1,6.2) wurde die Deckschicht durch kalte Herbststürme abgekühlt und vertiefte sich. Die Vertikalgeschwindigkeiten zeigten starke dabei symmetrische Schwingungen. Möglicherweise wurden hier interne Wellen beobachtet, die durch Konvektion in der flachen Deckschicht angeregt wurden und in die Tiefe propagierten. Eine Diskussion dazu befindet sich im Anhang B.

Als die Stationen eisbedeckt waren, wurden keine auffälligen Vertikalbewegungen registriert. Auch die Temperaturschichtungsentwicklung gab keinen Hinweis auf Konvektion unter dem Eis.

Konvektion in der ungeschichteten Deckschicht: Nach dem Öffnen der eisfreien 'Nordbukta' nahmen die Wärmeflüsse an Stärke zu, da das Eis den Ozean nicht mehr von der kalten Luft der Atmosphäre isolierte. Während einzelner starker Stürme am 1. und 14. Januar wurden Vertikalbewegungen von bis zu 8 cm s^{-1} bei den Stat. 319 und T6 im Zentrum der eisfreien Bucht beobachtet. Vergleicht man die Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeit für verschiedene Tiefen zwischen dem 30. Januar und dem 5. Februar 1989 bei Stat. 319 (Abb. 6.3) mit denen vom November (Abb. 6.2), so sind die Vertikalbewegungen schwächer und weitgehend auf den Zeitraum vom 1. - 2. Februar beschränkt. Ein weiterer Unterschied ist das Auftreten von großen Fehlergeschwindigkeiten im Februar. Die Standardabweichungen der Fehlergeschwindigkeiten

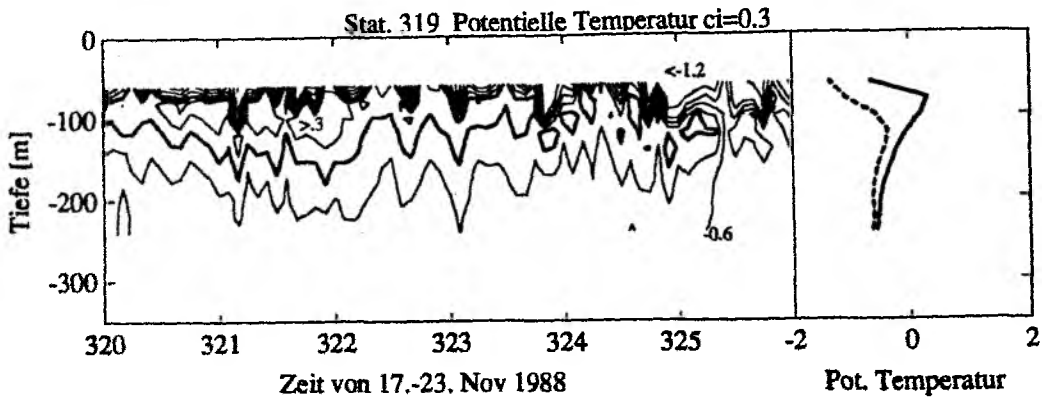


Abb. 6.1: Temperaturschichtungsentwicklung vom 17.-23. November 1988 bei Stat. 319. Das Konturintervall ist 0.3°C und die 0°C Isotherme ist dick eingezeichnet. Rechts sind die mittleren Temperaturprofile für den 17. November (durchgezogen) und den 23. November (gestrichelt) dargestellt.

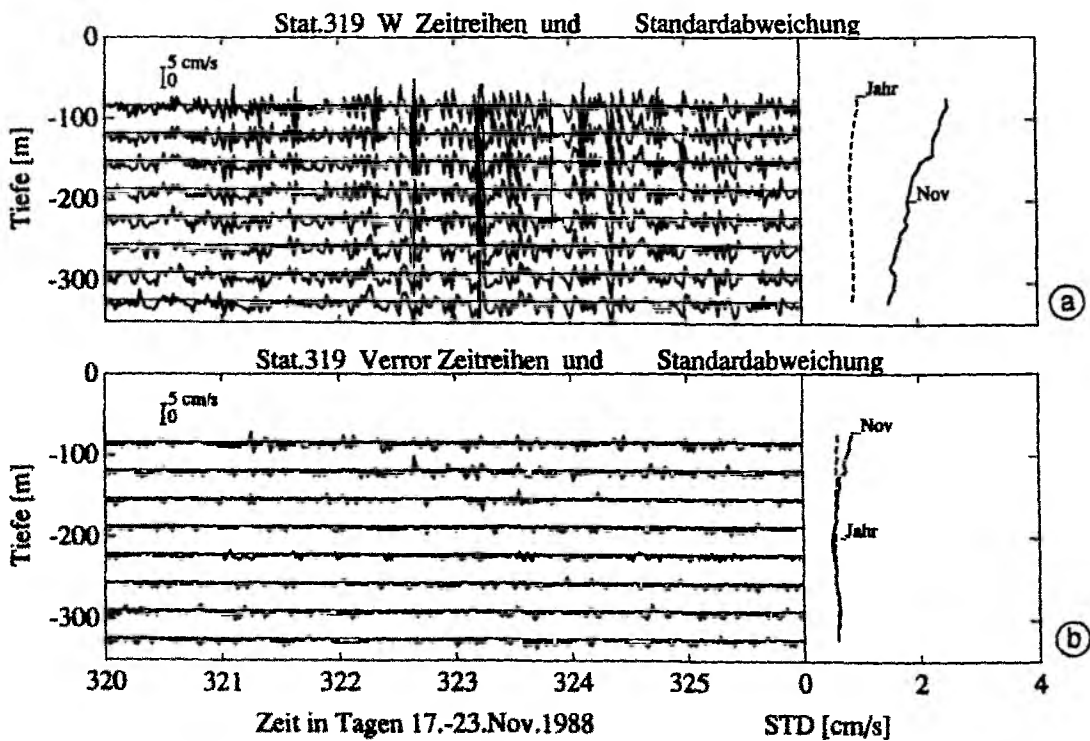


Abb. 6.2: (a) Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeit für unterschiedliche Tiefen vom 17.-23. November 1988 bei Stat. 319. Rechts sind die Standardabweichungen der Vertikalgeschwindigkeit für diese Woche (durchgezogen) und den gesamten Verankerungszeitraum (gestrichelt) dargestellt. (b) Wie a) für die Fehlergeschwindigkeit.

lagen Anfang Februar deutlich über dem Jahresmittel. Sie waren größer als im November, obwohl die Vertikalgeschwindigkeiten Anfang Februar kleiner waren. Die Fehlergeschwindigkeiten nahmen mit dem Abstand vom Instrument zu, was darauf hindeutet, daß die Horizontalskala der Konvektions-Prozesse von der Größenordnung des Strahlenabstands war.

Weiterhin ist anzumerken, daß die starken Vertikalgeschwindigkeiten in der Deckschicht selber beobachtet wurden, **nachdem** sie sich vertieft hatte und nicht gleichzeitig. Entweder erfolgte das Vertiefen der Deckschicht ohne dramatische Vertikalbewegungen oder es wurde eine tiefer durchmischte Deckschicht horizontal advehiert.

Die Horizontalströmungen waren während der starken Vertikalbewegungen am 1. Februar weit vom Gerät entfernt besonders groß. Das kann die Folge von horizontaler Scherung in den Vertikalgeschwindigkeiten sein (hohe Fehlergeschwindigkeit), die auf die Horizontalströmungen projiziert werden. Es können dadurch 'fehlerhafte' Strömungen von $10\text{--}20\text{ cm s}^{-1}$ erzeugt werden, die sich zu den 'echten' Horizontalströmungen addieren. Dieser Effekt wird in Kapitel 7.1.2 vorgestellt.

Bei Station T6 wurden vom oberen ADCP ebenfalls am 1.-2. Februar 1989 stärkere Vertikalbewegungen registriert (Abb. 6.4). Das Maximum trat in der Nacht des 2. Februar mit Abwärtsbewegungen bis zu 6 cm s^{-1} auf. Hier waren die Fehlergeschwindigkeiten klein. Die Fehlergeschwindigkeiten geben also einen Hinweis auf die Horizontalskala der Prozesse, die hier groß gegen den Strahlenabstand waren. Wenn bei Stat. 319 ähnliche Konvektionszellen registriert wurden wie bei Stat. T6, so gibt es deutliche Scherung der Strömungen bei einer Skala (Strahlabstand) von 200m, aber nur geringe Scherung für Skalen kleiner als 50m (Stat. T6). Die Horizontalskala der Absinkregionen wäre dann typischerweise doppelt so groß wie die Scherung der Vertikalbewegung ($\sim 400\text{m}$). In Abschnitt 7.1.2 wird eine Methode vorgestellt, wie mit Hilfe der Fehlergeschwindigkeit der Durchmesser von Konvektionszellen im statistischen Mittel bestimmt werden kann.

Im Verlaufe des Februars bis Mitte März gab es immer mal wieder Zeiträume mit erhöhter Vermischungsenergie in den oberen 300m der Wassersäule. Bei dem ADCP in 1400m Tiefe wurden aber nur zweimal deutliche Abwärtsbewegungen beobachtet (Schott et al., 1993). Die Kinematik dieser beiden Ereignisse wird im Abschnitt 6.1.2 näher untersucht. Zunächst werden die meteorologischen Verhältnisse während der Konvektionsperioden betrachtet und die dazugehörigen Auftriebsflüsse abgeschätzt.

6.1.1 Auftriebsflüsse während Konvektionsperioden

Der Auftriebsfluß B_0 ist für die Dynamik der Konvektionszellen eine wichtige Größe (siehe Abschnitt 5.2). Durch Wärmeflüsse erzeugte Auftriebsflüsse werden mit B_{0T} bezeichnet und die durch Frischwasserflüsse erzeugten mit B_{0S} .

$$B_0 = \frac{g}{\rho} \Delta \rho W_{surf} \quad (6.1)$$

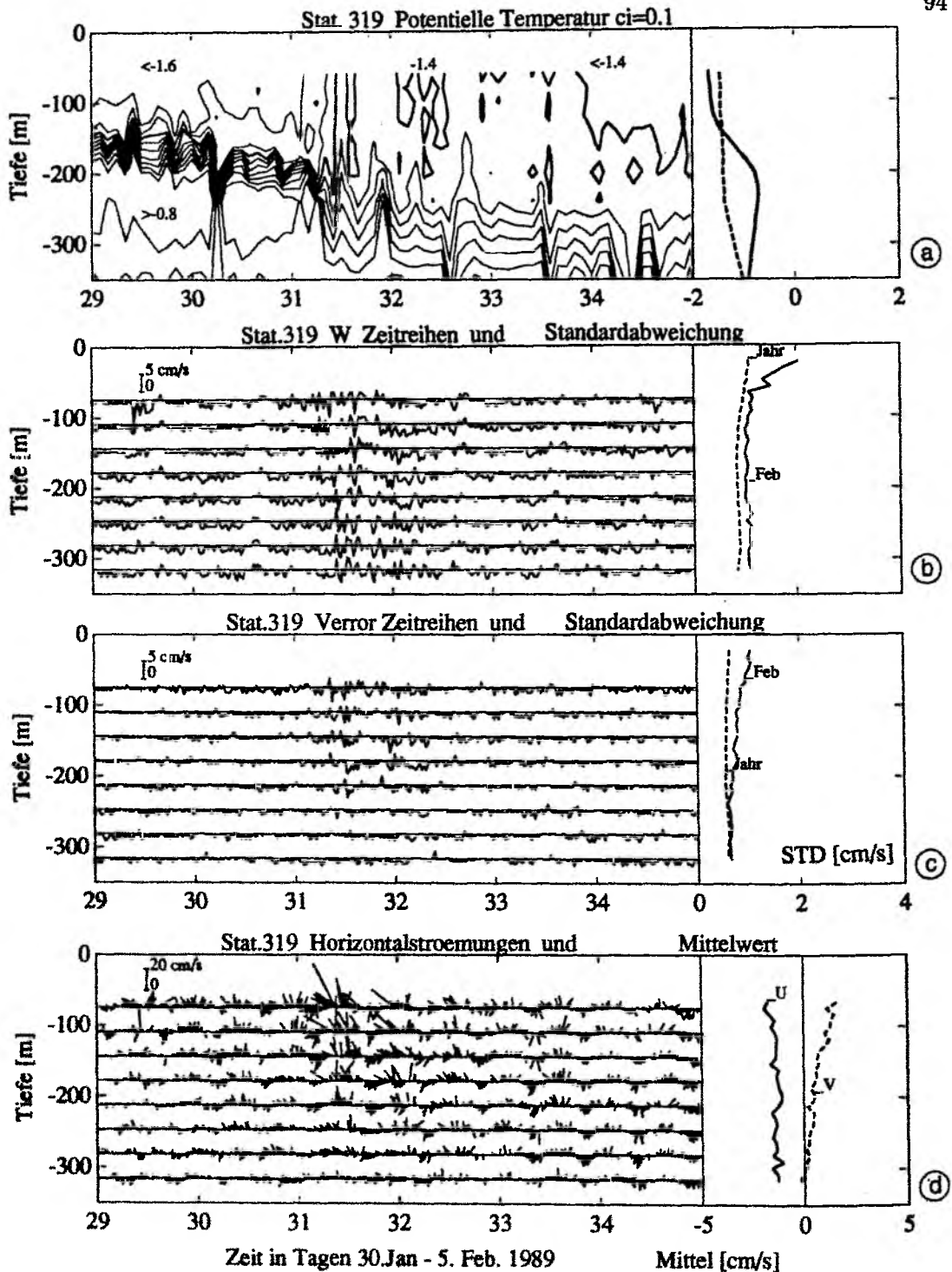


Abb. 6.3: (a) Temperaturschichtungsentwicklung vom 30. Januar - 5. Februar 1989 bei Stat. 319. Das Konturintervall ist 0.1°C und die -1.4°C Isotherme ist dick eingezeichnet. Rechts sind die mittleren Temperaturprofile für den 30. Januar (durchgezogen) und den 5. Februar (gestrichelt) dargestellt. (b) Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeit für unterschiedliche Tiefen. Rechts sind die Standardabweichungen der Vertikalgeschwindigkeit für diese Woche (durchgezogen) und den gesamten Verankerungszeitraum (gestrichelt) dargestellt. (c) Wie b) für die Fehlergeschwindigkeit. (d) Wie b) für die Horizontalgeschwindigkeit.

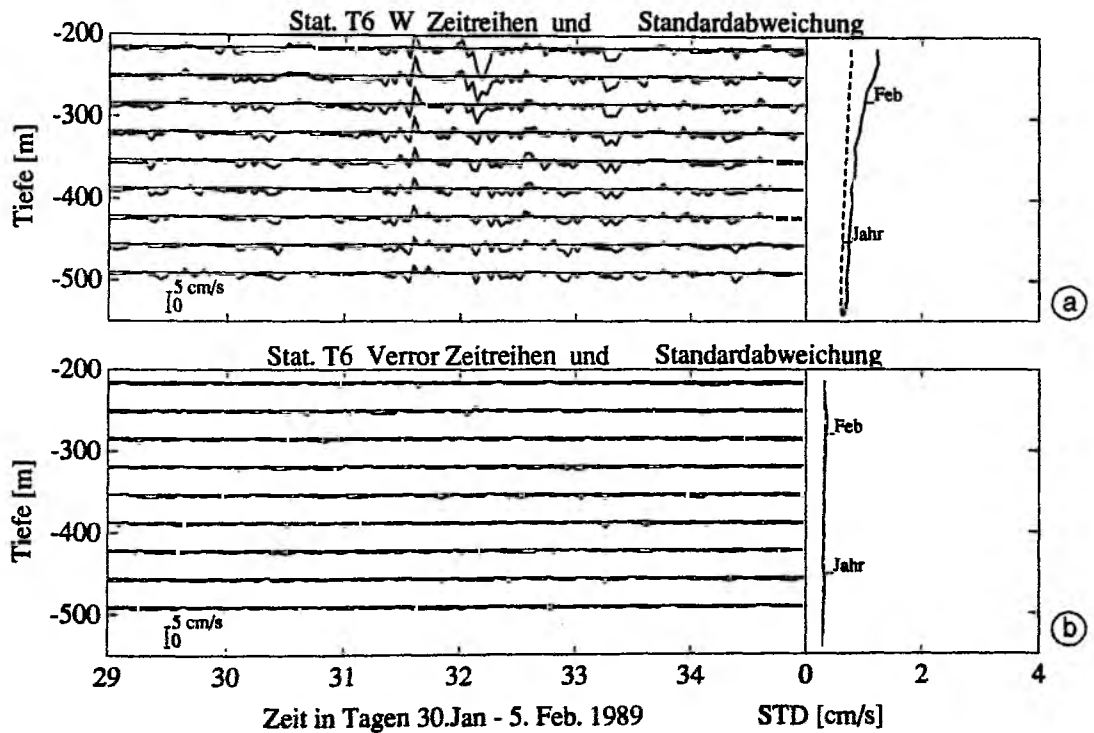


Abb. 6.4: (a) Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeit für unterschiedliche Tiefen vom 30. Januar - 5. Februar 1989 bei Stat. T6. Rechts sind die Standardabweichungen der Vertikalgeschwindigkeit für diese Woche (durchgezogen) und den gesamten Verankerungszeitraum (gestrichelt) dargestellt. (b) Wie a) für die Fehlergeschwindigkeit.

$$B_0 = B_{0T} + B_{0S}$$

Der thermische Auftriebsfluß wird durch Strahlung- (I_s und I_l), sensible (Q_s) und latente (Q_l) Wärmeflüsse bestimmt. Bei Eisbildung kommt noch der Schmelzwärmefluß ($Q_i = W_{ice} \rho L_i$) hinzu.

$$B_{0T} = \frac{g}{\rho C_p} (I_s + I_l + Q_s + Q_l + Q_i) \quad (6.2)$$

Der haline Auftriebsfluß hängt von der Differenz aus Verdunstung (V) und Niederschlag (N) und dem Schmelzwassereintrag ab.

$$B_{0S} = \frac{g}{\rho} [S(V - N) + (S - S_i) \rho W_{ice}] \quad (6.3)$$

Zunächst werden die Wärme- und Frischwasserflüsse vorgestellt, die in der Grönlandsee beobachtet wurden.

Wärmeflüsse: Der Gesamtwärmefluß setzt sich aus zwei Strahlungsflüssen sowie der sensiblen und latenten Wärmeabgabe zusammen, wobei bei Eisbildung noch Schmelzwärme hinzukommt.

- Die **kurzwellige Einstrahlung** hängt vom Sonnenstand und der Bewölkung ab. Sie ist im Winter in der Grönlandsee bis Ende Februar vernachlässigbar, und auch Mitte März betrug sie im Tagesmittel nur $30\text{--}50 \text{ W m}^{-2}$ (siehe auch Abb. 2.8a).
- Die **langwellige Rückstrahlung** hängt in erster Linie von der Temperatur der Ozeanoberfläche ab. Weiterhin wird sie von der Luftfeuchtigkeit und der Bewölkung etwas modifiziert. In der Grönlandsee änderte sich die Ozeanoberflächentemperatur nicht drastisch (-2 bis -1°C), und folglich war die langwellige Ausstrahlung recht konstant mit Werten zwischen $40\text{--}100 \text{ W m}^{-2}$.
- Der **latente Wärmefluß**, der die Abgabe von Verdunstungswärme beschreibt, hängt von der Dampfdruckdifferenz zwischen der Ozeanoberfläche und der Atmosphäre, der Stabilität der atmosphärischen Grenzschicht sowie von der Windgeschwindigkeit ab. Normalerweise stellt er den größten Anteil am Gesamtwärmefluß. Die kalten Temperaturen in den polaren Gebieten reduzieren jedoch den maximalen Feuchtegehalt der Atmosphäre drastisch. Deshalb wird nur wenig Verdunstungswärme ausgetauscht. Maximale Werte lagen bei $100\text{--}200 \text{ W m}^{-2}$.
- Der **sensible Wärmefluß** stellt in polaren Regionen die größte Komponente des Gesamtwärmeflusses. Die großen Temperaturdifferenzen zwischen der Atmosphäre und dem eisfreien Ozean ergaben sensible Wärmeflüsse von $150\text{--}400 \text{ W m}^{-2}$. Auch der sensible Wärmefluß hängt direkt von der Windgeschwindigkeit ab. Bei den Windverhältnissen vom 14. Februar 1989 mit einer Windgeschwindigkeit von 20 m s^{-1} (8 Bft), hätte die Temperaturdifferenz Luft-Wasser nur 10° betragen müssen, um einen sensiblen Wärmefluß von 400 W m^{-2} zu erreichen.

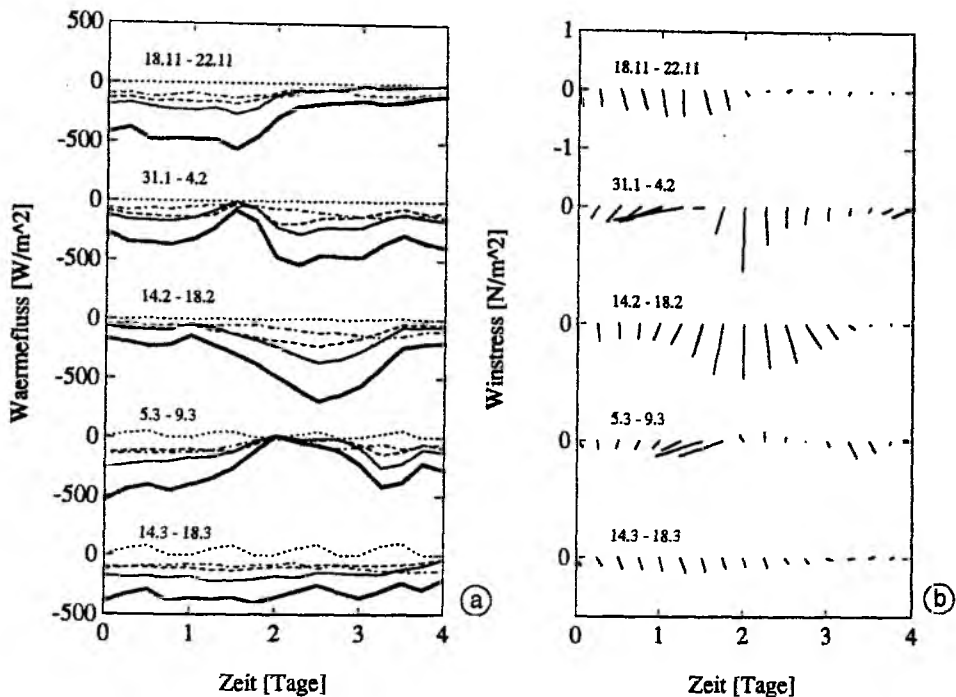


Abb. 6.5: (a) Wärmeflüsse des ECMWF-Modells zu unterschiedlichen Konvektionsperioden. Der Gesamtwärmefluß ist durch die dicke durchgezogene Linie dargestellt. Die einzelnen Komponenten sind: Kurzwellige Einstrahlung (gepunktet), langwellige Rückstrahlung (strich-punkt), latenter Wärmefluß (gestrichelt) und sensibler Wärmefluß (dünn durchgezogen). (b) ECMWF-Modell Windstreß.

In Abbildung 6.5 sind für das ECMWF-Modell die Wärmeflüsse während der Konvektionsereignisse zusammengestellt. Bei Stürmen mit nördlichen Windrichtungen waren die Wärmeflüsse am größten. Das absolute Maximum wurde am 16. Februar mit 800 W m^{-2} erreicht. In diesem Zeitraum wurden auch die stärksten Vertikalbewegungen ($6\text{--}8 \text{ cm s}^{-1}$) gemessen. Bei der tiefreichenden Konvektion im März gab es nur Wärmeflüsse von 500 W m^{-2} . Die registrierten Vertikalgeschwindigkeiten waren mit $3\text{--}4 \text{ cm s}^{-1}$ ebenfalls geringer als im Februar.

Frischwasserflüsse: Neben den Wärmeflüssen beeinflusst auch die Frischwasserbilanz den Auftriebsfluß. Die Verdunstung läßt sich dafür noch einigermaßen gut abschätzen, aber der Niederschlag ist nur schlecht bekannt. In der winterlichen Grönlandsee sind typische Werte der Verdunstung $5 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ein Niederschlag von 2 mm pro Tag könnte die Hälfte davon kompensieren können.

Der Frischwasserfluß durch Eisbildung ist ebenfalls eine schlecht beobachtbare Größe, da Eisdicken und deren Änderung nicht leicht gemessen werden können. Bei einem Wärmefluß von 100 W m^{-2} , der vollständig zur Eisbildung genutzt würde, könnte ca. 2.5 cm Eis pro Tag gebildet werden. Der damit verbundene Frischwasserfluß von $3 \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ist eine Größenordnung stärker als der durch die Verdunstung.

Tabelle 10a: Auftriebsflüsse in der Grönlandsee. Kombination aus Schiffsbeobachtungen und Klimatologie.

	Größe	Einheit	November	Dezember	Februar	März
Geog. Breite	Φ	[°]	75	75	75	75
Luftdruck	P_0	[hPa]	980	1000	980	980
Wolkenbed.	NN	[%]	80	20	30	30
Lufttemp. tr.	T_{ad}	[°C]	-5	-10	-15	-14
Lufttemp. fe.	T_{aw}	[°C]	-6	-11	-15	-13
Windgeschw.	$U10_{speed}$	[m s ⁻¹]	14	9	16	12
Wassertemp.	T_w	[°C]	2	-1.8	-1.6	-1.4
Salzgehalt	Sw		34	34.4	34.8	34.9
Niederschlag	nn	[mm Tag ⁻¹]	10	0	0	0
Eisbildung	W_i	[mm Tag ⁻¹]	0	10	0	0
Kurzw. Strah.	I_s	[W m ⁻²]	0	0	5	50
Langw. Strah.	I_l	[W m ⁻²]	-55	-85	-75	-75
Latenter Wfl.	Q_l	[W m ⁻²]	-200	-110	-280	-120
Sensibl. Wfl.	Q_s	[W m ⁻²]	-230	-180	-650	-360
Schmelzwärme	Q_i	[W m ⁻²]	0	40	0	0
Niederschlag	Pp	[kg m ⁻² s ⁻¹]	1.2e-4	0	0	0
Verdunstung	Ev	[kg m ⁻² s ⁻¹]	0.8e-4	0.4e-4	1.1e-4	0.5e-4
Schmelzwasser	Br	[kg m ⁻² s ⁻¹]	0	-1.2e-4	0	0
Th. Auftr.fl.	B_{OT}	[m ² s ⁻³]	-8.8e-8	-2.6e-8	-7.3e-8	-4.0e-8
Ha. Auftr.fl.	B_{OS}	[m ² s ⁻³]	0.9e-8	-3.9e-8	-2.9e-8	-1.3e-8

Auftriebsfluß: In Tabelle 10a sind die Komponenten des Auftriebsflusses für typische Wärme- und Frischwasserflüsse während Konvektionsperioden angegeben. Die Wärmeflüsse wurden aus den beobachteten atmosphärischen Parametern mit stabilitätsabhängigen Bulk-Formeln berechnet (Isemer und Hasse, 1987). Es gab nicht zu allen Zeiten Schiffsbeobachtungen aus den Konvektionsregionen (z.B. im Dezember in der Grönlandsee). Für diese Termine wurden klimatologische Werte oder Modellanalysen (z.B. ECMWF) verwendet.

Im November lösten die Stürme hohe Wärmeflüsse aus (500 W m^{-2}) und der Auftriebsfluß war $9 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. Nur 1 cm Niederschlag pro Tag hätte die gesamte Verdunstung kompensiert, und 4 cm Niederschlag würden auch den thermischen Auftriebsfluß zu Null ausgleichen.

Unter dem Eis im Dezember würde eine Eisbildungsrate von 1 cm pro Tag einen Auftriebsfluß von $3 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ bewirken.

Mitte Februar erzeugten starke und kalte Winde über der eisfreien Nordbucht einen thermischen Auftriebsfluß von $7 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. Obwohl hier der Wärmefluß um ca. 50% größer als im November war, bewirkte der temperaturabhängige thermische Ausdehnungskoeffizient α den geringeren Auftriebsfluß bei kalten Wassertemperaturen im Februar. Im März, als tiefreichende Konvektion beobachtet wurde, waren die Auftriebsflüsse wieder schwächer und ohne Eiseffekte $5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Auftriebsflüsse keine drastischen Veränderungen während des Winters zeigten und typischerweise $5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ waren. In Tabelle 10b sind die Auftriebsflüsse aus unterschiedlichen Konvektionsregionen gegenübergestellt

Tabelle 10b: Auftriebsflüsse in unterschiedlichen Konvektionsregionen. Kombination aus Schiffsbeobachtungen und Klimatologie.

	Größe	Einheit	Grönlandsee	Mittelmeer	Labradorsee
Geog. Breite	Φ	[°]	75	42	56
Luftdruck	P_0	[hPa]	980	980	980
Wolkenbed.	NN	[%]	30	10	50
Lufttemp. tr.	T_{ad}	[°C]	-14	8	-8
Lufttemp. fe.	T_{aw}	[°C]	-13	5	-9
Windgeschw.	$U_{10speed}$	[m s ⁻¹]	12	15	15
Wassertemp.	T_w	[°C]	-1.4	12.9	2.9
Salzgehalt	Sw		34.9	38.48	34.8
Niederschlag	nn	[mm Tag ⁻¹]	0	2	2
Eisbildung	W_i	[mm Tag ⁻¹]	0	—	—
Kurzw. Strah.	I_s	[W m ⁻²]	50	150	40
Langw. Strah.	I_l	[W m ⁻²]	-75	-90	-75
Latenter Wfl.	Q_l	[W m ⁻²]	-120	-400	-300
Sensibl. Wfl.	Q_s	[W m ⁻²]	-360	-150	-390
Schmelzwärme	Q_i	[W m ⁻²]	0	—	—
Niederschlag	Pp	[kg m ⁻² s ⁻¹]	0	0.2e-4	0.2e-4
Verdunstung	Ev	[kg m ⁻² s ⁻¹]	0.5e-4	1.6e-4	1.2e-4
Schmelzwasser	Br	[kg m ⁻² s ⁻¹]	0	—	—
Th. Auftr.fl.	B_{0T}	[m ² s ⁻³]	-4.0e-8	-2.9e-7	-1.5e-7
Ha. Auftr.fl.	B_{0S}	[m ² s ⁻³]	-1.3e-8	-4.5e-8	0.2e-8

(Grönlandsee, Mittelmeer und Labradorsee). Der Auftriebsfluß im Mittelmeer ist um fast eine Größenordnung stärker als in der Grönlandsee. Der Auftriebsfluß in der Labradorsee ist nur etwa halb so groß wie im Mittelmeer.

Thermobarischer Effekt: Bei dem Vergleich der Auftriebsflüsse an der Oberfläche ist die Druckabhängigkeit der thermischen Kompressibilität $\alpha(P)$ zu berücksichtigen (Tab. 6.8). Bei Temperaturen nahe dem Gefrierpunkt nimmt die thermische Kompressibilität α stark zu und ist in 1000m Tiefe schon doppelt so groß wie an der Oberfläche ($\alpha/\alpha_0=2.09$). Da die Auftriebsflüsse proportional zu α sind (siehe Gleichung 6.2), können sie mit der Tiefe zunehmen (Garwood, 1991). Im Mittelmeer nimmt α nur um 20% von der Oberfläche bis in 1500m Tiefe zu. Dieser ('thermobarische') Effekt ist also besonders in polaren Regionen von Bedeutung und kann Konvektionszellen beim Absinken beschleunigen.

6.1.2 Skalen und Statistik

Horizontale Skalen: Eine Möglichkeit, die Horizontalskala der Konvektionszellen zu schätzen, beruht auf der Annahme, daß die Zeitskala der Advektion kürzer als die Lebensdauer der Absinkgebiete ist. Mit dieser Annahme läßt sich die Horizontalskala der Konvektionszellen aus der Advektionsgeschwindigkeit mal der Zeitdauer der Abwärtsbewegung bestimmen (Schott und Leaman, 1991).

Tabelle 11: Druckabhängigkeit des thermischen Ausdehnungskoeffizienten.

Grönlandsee T = -1.4 ; S = 34.9					Mittelm. T = 12.8 ; S = 38.4				Labradora. T = 2.9 ; S = 34.8			
P [db]	α [°C ⁻¹]	β	β/α	α/α_0	α	β	β/α	α/α_0	α	β	β/α	α/α_0
0	3.3e-5	7.9e-4	23.7	1.0	2.0e-4	7.6e-4	3.8	1.0	8.9e-5	7.8e-4	8.8	1.0
100	3.7e-5	8.0e-4	21.6	1.1	2.0e-4	7.6e-4	3.8	1.0	9.2e-5	7.9e-4	8.6	1.0
500	5.2e-5	8.5e-4	16.4	1.6	2.2e-4	8.0e-4	3.7	1.1	1.1e-4	8.3e-4	7.9	1.2
1000	7.0e-5	9.2e-4	13.1	2.1	2.3e-4	8.5e-4	3.7	1.1	1.2e-4	9.0e-4	7.3	1.4
1500	8.7e-5	1.9e-4	11.4	2.6	2.5e-4	9.1e-4	3.7	1.2	1.4e-4	9.7e-4	6.9	1.8
2000	1.0e-4	1.1e-3	10.4	3.1	2.6e-4	9.9e-4	3.8	1.3	1.6e-4	1.1e-3	6.8	1.8
3000	1.4e-4	1.4e-3	9.8	4.1	2.9e-4	1.2e-3	4.1	1.5	1.9e-4	1.9e-3	6.9	2.1

Die registrierten Abwärtsbewegungen dauerten im Mittel 1-3 Stunden. Die mittlere Advektion war ca. $3\text{--}5\text{ cm s}^{-1}$, was über 3 Stunden eine Versetzung von 600m ergibt. Die Zeitskala einer Umwälzbewegung der Konvektionszellen läßt sich durch die Tiefe der Zellen (300 m) und deren Vertikalgeschwindigkeit (3 cm s^{-1}) abschätzen und ergibt ca. 3 Stunden. In diesem Fall ist die Zeitskala einer Umwälzbewegung ungefähr gleich der Advektionsdauer für 500 m breite Konvektionszellen, die mit einer Geschwindigkeit von 5 cm s^{-1} an der Verankerung vorbeigetrieben werden. Wenn die Konvektionszellen länger als eine Umwälzbewegung existieren, ist die oben gemachte Annahme gültig: Die Zeitskala der Advektion ist kürzer als die Lebensdauer der Konvektionszellen.

Anfang Februar dauerten die Abwärtsbewegungen bei Stat. 319 maximal 2 Stunden (Abb. 6.6). Die mittlere Advektion war gering und die Horizontalskala der Konvektionszelle läßt sich damit auf ca. 200-500 m schätzen. Bei Stat. T6 wurde zum selben Termin ein langandauerndes Absinken bei einer südwardigen Strömung registriert (Abb. 6.7). Die Horizontalskala war hier schwer festzulegen: In 250 m Tiefe würde man auf ca. 1 km kommen, während in Tiefen darunter die Dauer der Abwärtsbewegung nur 2 Stunden betrug und damit eine Horizontalskala von 500 m ergibt.

Die kräftigsten Konvektionseignisse Mitte Februar erreichten bei Stat. 319 Geschwindigkeiten von bis zu 8 cm s^{-1} . Die geringen Horizontalbewegungen ergaben trotz dreistündiger Dauer nur einen Zellendurchmesser von 500m (Abb. 6.8).

Am Nachmittag des 6. März wurden erstmals stärkere Vertikalbewegungen für 3-4 Stunden auch in 1400m Tiefe bei Stat. T6 registriert (Abb. 6.9). Fast gleichzeitig wurden auch beim ADCP in 200m Tiefe Abwärtsbewegungen vom 3 cm s^{-1} gemessen. Der Konvektionszellendurchmesser in 1300 m Tiefe ergab ca. 800m.

Das zweite Konvektionseignis, das bei Stat. T6 bis in 1400m Tiefe reichte (16. März), zeigte keine eindeutigen Abwärtsbewegungen in dem oberen Gerät (Abb. 6.10). Der Durchmesser der Konvektionszelle wurde auf 700m geschätzt.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß alle Konvektionseignisse Horizontalskalen zwischen 300 und 800m zeigten. Dabei wurde nicht berücksichtigt, ob die Konvektionszellen wirklich 'gut' vermessen wurden, d.h. ob die Verankerung einen 'Schnitt' durch das Zentrum registriert hat. Im Kapitel 8 wird darauf noch einmal im Zusammenhang mit einer Anpassung der

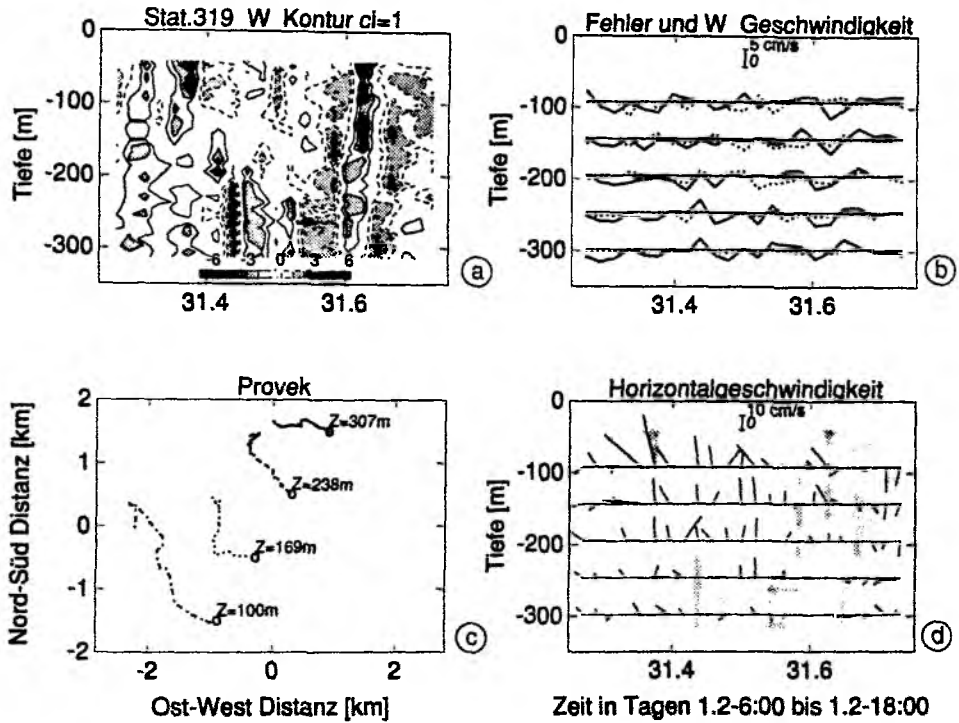


Abb. 6.6: Kinematik der Konvektionszellen vom 1. Februar 6:00 bis 18:00 UTC bei Stat. 319. (a) Zeitliche Entwicklung der Vertikalgeschwindigkeit, wobei Abwärtsbewegungen durchgezogen und Aufwärtsbewegungen gestrichelt konturiert wurden. Die Nulllinie ist nicht dargestellt. (b) Zeitserien der Vertikal- (durchgezogen) und Fehlergeschwindigkeit (gepunktet) aus unterschiedlichen Tiefen. (c) Progressive Vektoren aus unterschiedlichen Tiefen. Startwerte sind durch Kreise markiert. (d) Horizontalströmungen in unterschiedlichen Tiefen mit unterlegter Vertikalgeschwindigkeit (grau schattiert).

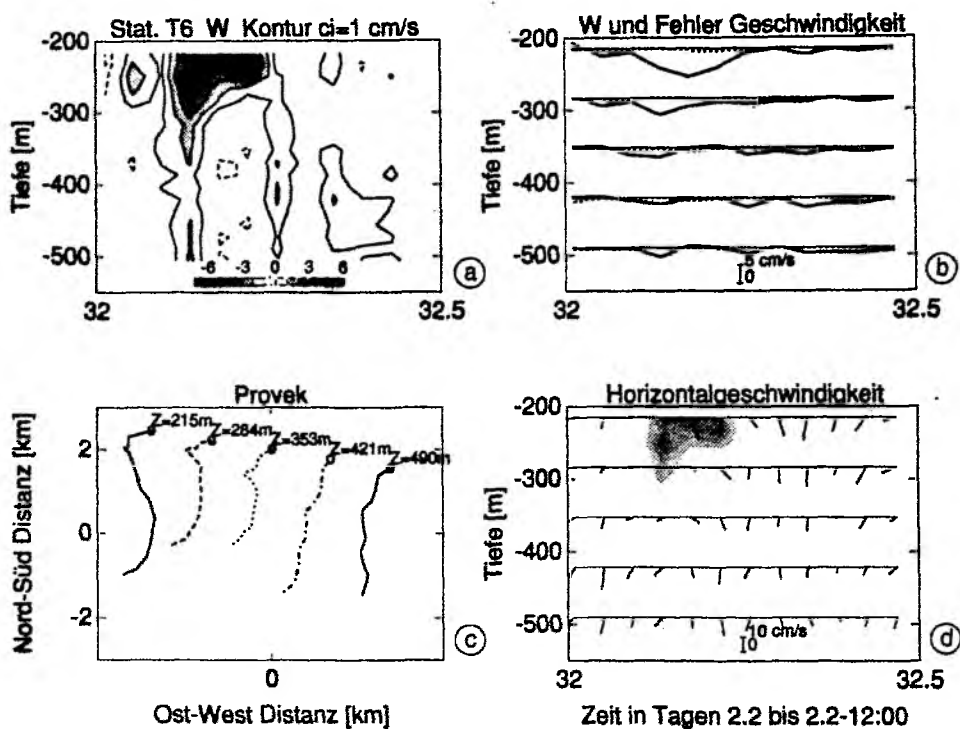


Abb. 6.7: Wie Abb. 6.6 für Station T6 vom 2. Februar 0:00 bis 12:00 UTC.

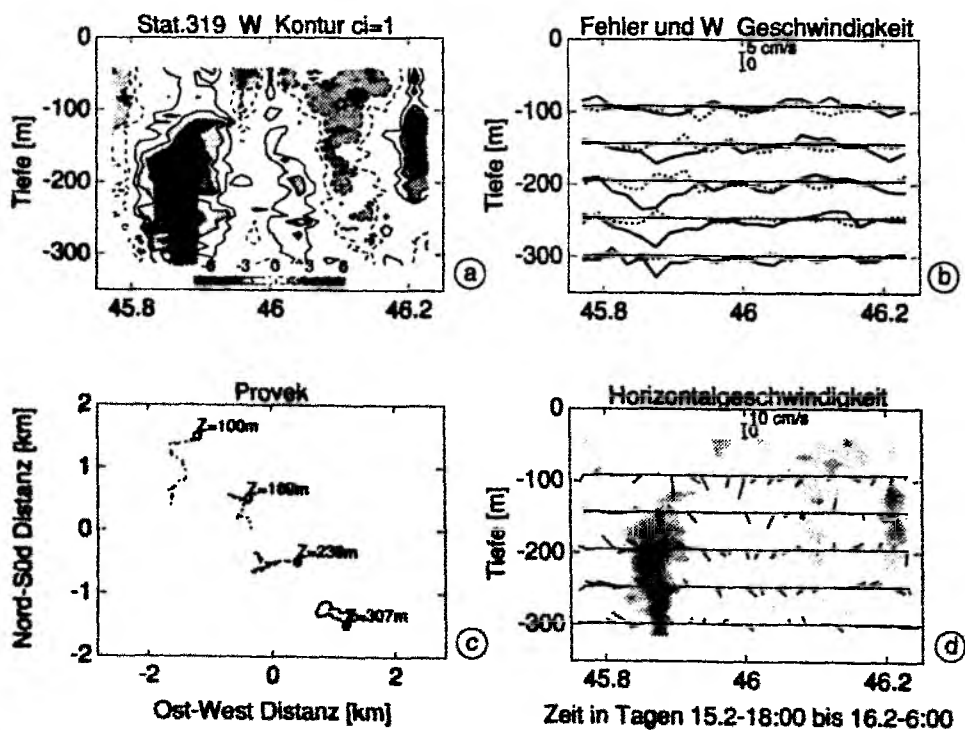


Abb. 6.8: Wie Abb. 6.6 für Stat. 319 vom 15. Februar 16:00 bis 16. Februar 6:00 UTC.

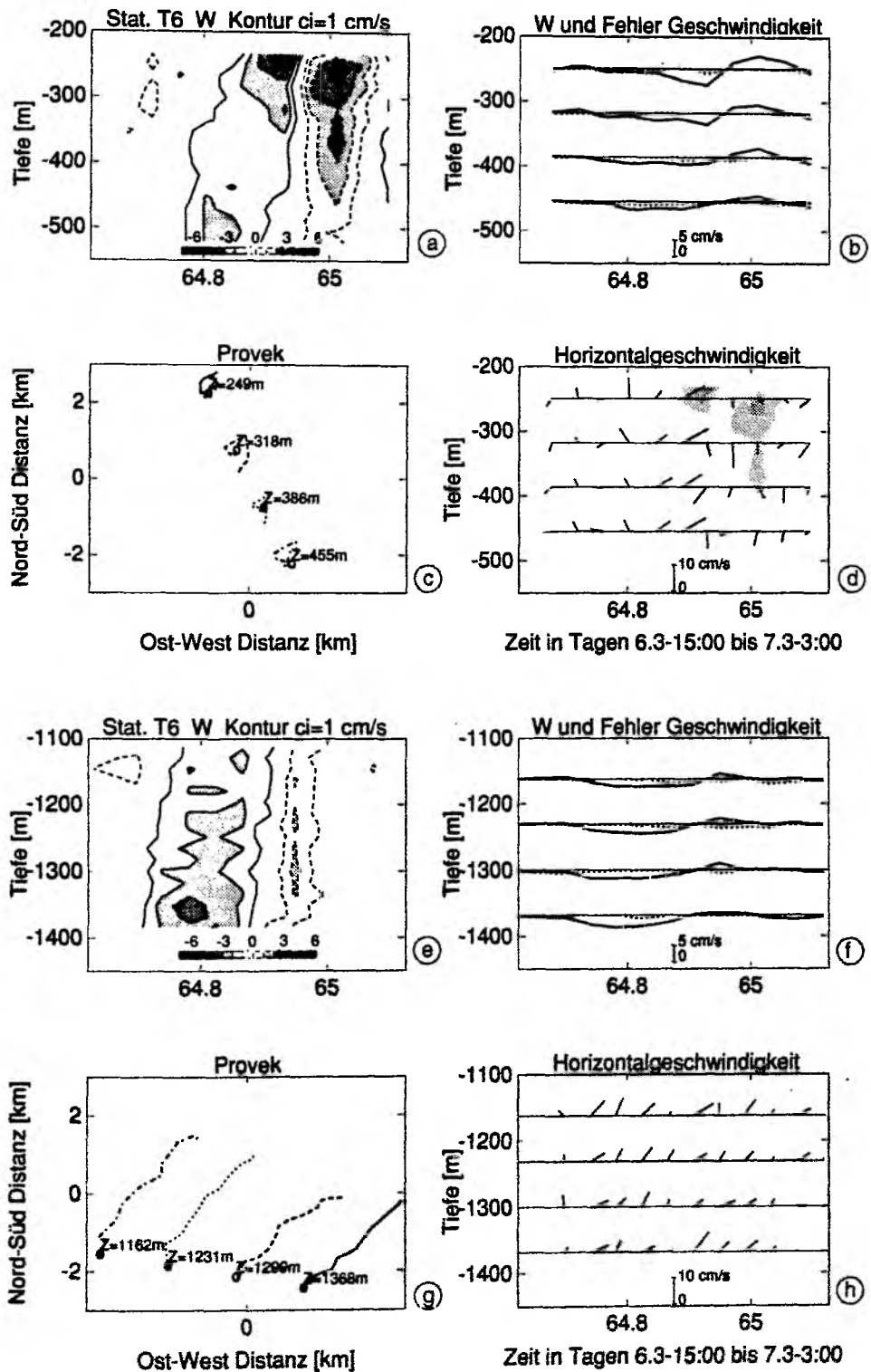


Abb. 6.9: Wie Abb. 6.6 für Stat. T6 vom 6. März 15:00 bis 7. März 3:00 UTC. (e-h) für das tiefe Instrument.

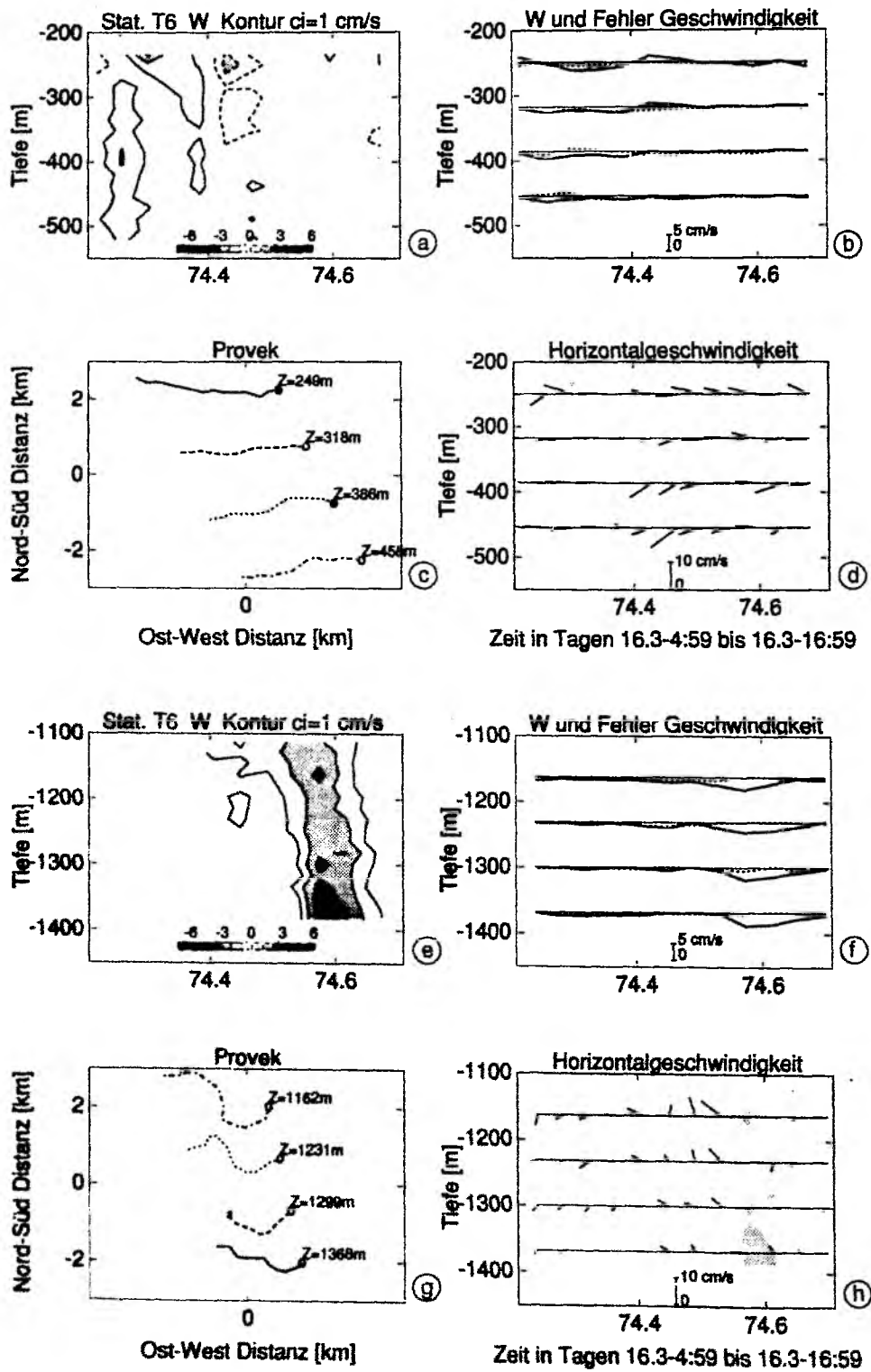


Abb. 6.10: Wie Abb. 6.6 für Stat. T6 vom 16. März 5:00 bis 17:00 UTC. (e-h) für das tiefe Instrument.

Geschwindigkeitszeitreihen an eine kinematische Modell-Konvektionszelle eingegangen.

Statistik: Die Varianz der Vertikalbewegung wurde bisher als Indikator für Vermischungsergebnisse benutzt (z.B. Abb. 2.11). Im folgenden werden auch die höheren statistischen Momente ausgewertet. Abbildung 6.11 zeigt die Häufigkeitsverteilungen der Vertikalgeschwindigkeit der Stationen 319 und T6 für 230m Tiefe sowie bei Stat. T6 aus 1370m Tiefe. Die Statistik der Vertikalbewegung wurde bei allen Stationen über die gleichen Zweitageszeiträume berechnet. Im November sieht man bei Stat. 319 eine flache Häufigkeitsverteilung der Vertikalgeschwindigkeit. Unter dem Eis ist eine schmale Verteilungsfunktion Ausdruck der geringen Varianz (Abb. 6.11b). Die größten Vertikalbewegungen am 14. Februar 1989 bei Stat. 319 zeigten sowohl eine signifikante Schiefe (-0.9) als auch erhöhten Exzeß (2.5). Schiefe Verteilungen sind bei Konvektionszellen zu erwarten: Im Zentrum gibt es eine starke Abwärtsbewegung, die in der flächenmäßig größeren Umgebung durch langsamen Auftrieb ausgeglichen wird (siehe auch Abschnitt 7.1.1).

Am 6. und 16. März 1989, als tiefreichende Konvektionsergebnisse in 1370m Tiefe beobachtet wurden, war nur die Varianz leicht erhöht. Die Schiefen waren aber ebenfalls negativ und der Exzeß erhöht.

Die Häufigkeitsverteilungen über den Winter, zwischen Oktober und Mai, zeigen nur bei den Konvektionsstationen (319, T6) erhöhten Exzeß. Bei den Stationen 250 und T5 waren zwar die Varianzen recht ähnlich (Abb. 6.12), aber der Exzeß war deutlich kleiner als bei den Stationen, wo Konvektion beobachtet wurde.

Ein erhöhter Exzeß kann somit ein Indikator dafür sein, daß einzelne Konvektionszellen oder Phasen von Konvektionsergebnissen in den Vertikalgeschwindigkeitszeitreihen registriert wurden.

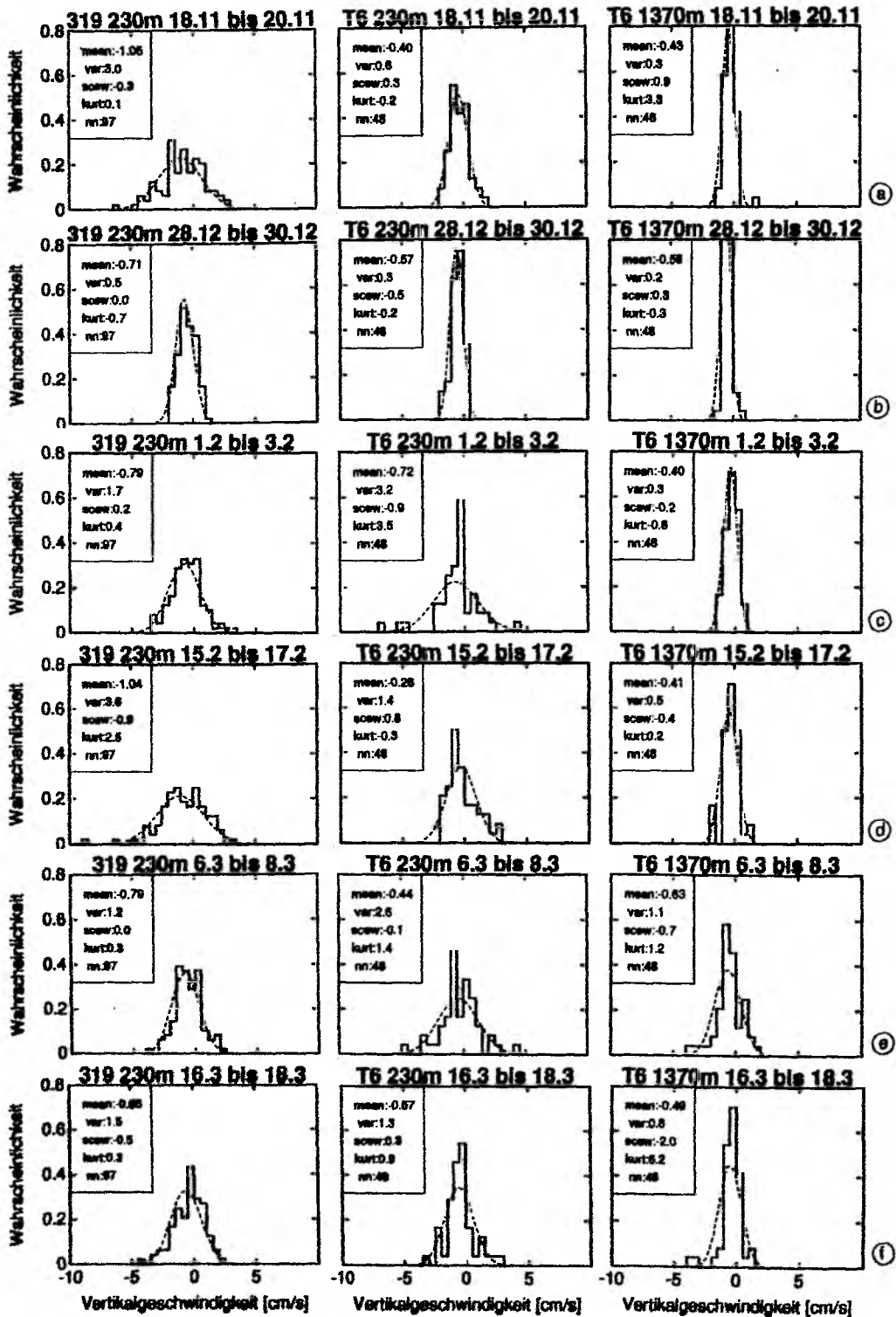


Abb. 6.11: Häufigkeitsverteilung der Vertikalgeschwindigkeit für unterschiedliche Zeiträume bei Stat. 319 und T6 in 230m Tiefe und bei Stat. T6 in 1370m Tiefe: Interne Wellen (a), eisbedeckt (b), Deckschichtvertiefung (c), flache Konvektion (d), tiefreichende Konvektion (e,f).

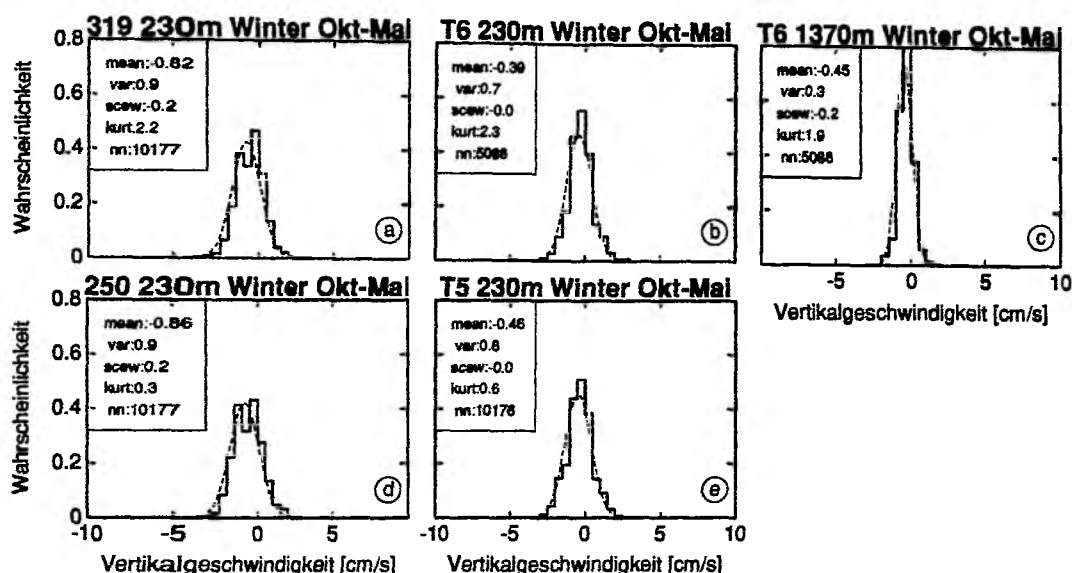


Abb. 6.12: Häufigkeitsverteilung der Vertikalgeschwindigkeit von Oktober 1988 bis Mai 1989 für unterschiedliche Stationen aus der Grönlandsee.

6.2 Mittelmeer

Im nordwestlichen Mittelmeer gab es zwei Experimente, bei denen Beobachtungen von Konvektionsereignissen mit verankerten ADCPs durchgeführt wurden. Im Unterschied zu den Beobachtungen aus der Grönlandsee gab es im Mittelmeer während der beiden Winter 1987 und 1992 jeweils eine Woche lang erhöhte Konvektionsaktivität. Im folgenden werden einige Beobachtungen von Konvektionszellen während dieser Wochen vorgestellt.

Konvektion im Winter 1987

Schott und Leaman (1991) geben eine Übersicht über die Beobachtungen des Winters 1987. Bei Beginn des Experimentes (27. Januar) war die Schichtung schon einmal bis zum Boden durchmischt worden. Das eigentliche Vertiefen der Deckschicht wurde also nicht mehr beobachtet. Während kalter Mistralwinde vom 15.-22. Februar wurden Wärmeflüsse von ca. 400 W m^{-2} vom Wettervorhersagemodell PERIDOT angegeben. Die verankerten ADCPs registrierten eine Reihe von Konvektionsereignissen.

Unter der Annahme, daß die Verankerungen nicht die zeitliche Entwicklung von solchen Strukturen, sondern einen räumlichen Schnitt repräsentieren, wurden von Schott und Leaman (1991) die Horizontalskalen der Konvektionsereignisse auf ca. 1 km geschätzt. Als Ergänzung dazu zeigt Abbildung 6.14a die integrierten Horizontalströmungen (progressive Vektoren) für den Zeitbereich vom 15.-22. Februar 1987 bei Station M299 aus 537m Tiefe. Die Breite der Linie ist proportional zur Vertikalgeschwindigkeit. Aufwärtsbewegungen sind gepunktet und Abwärtsbewegungen durchgezogen dargestellt. Es fällt auf, daß die Abwärtsbewegungen im progressiven Vektordiagramm dicht beieinander liegen, also zu Zeiten, wo nur geringe mitt-

Tabelle 12: Randstromgeschwindigkeiten aus linearer Vorticitybalance mit $H = 2000$ m abgeschätzt.

Radius	Randstromgeschwindigkeit [m s^{-1}]			
bei \bar{w} [m s^{-1}]	0.001	0.01	0.1	
Konvektionsgebiet $\Delta t = 7$ Tage				
$\Delta x = 25$ km	0.75	7.5	75.	
Geostrophische Wirbel $\Delta t = 3$ Tage				
$\Delta x = 5$ km	0.07	0.65	6.5	
Konvektionszellen $\Delta t = 1$ Tag				
$\Delta x = 500$ m	0.002	0.02	0.2	

lere Strömungen beobachtet wurden. Die 'Längen' der Auf- und Abwärtsbewegungen sind in Abbildung 6.14b,c als Histogramm dargestellt. Die meisten Konvektionszellendurchmesser ('Längen' der Abwärtsbewegungen) waren kleiner als 1 km.

Mittlere Vertikalbewegungen: Ein erstaunliches Ergebnis dieser Messungen war die mittlere Abwärtsbewegung von 1.5 cm s^{-1} während der Konvektionswoche.

Abbildung 6.14a zeigt die gemessenen Vertikalgeschwindigkeiten und dazu die 12-Stundentiefpaßgefilterte Zeitreihe. Man erkennt in den ersten Tagen einen Tagesgang mit maximalen Abwärtsbewegungen zwischen Mitternacht und dem Vormittag. Einige Tage später, zwischen dem 20. und 22. Februar, wurden längeranhaltende Abwärtsbewegungen registriert. Die Horizontalströmungen (Abb. 6.14b) und auch das progressive Vektordiagramm (Abb. 6.13a) zeigen eine Drehung der größerskaligen Strömung in diesen Zeitbereichen. Die Mittelwerte der Vertikalbewegungen wurden für die umrandeten Regionen bestimmt und waren dort deutlich größer als zu der restlichen Zeit (Abb. 6.13a). Möglicherweise gab es eine Konzentration von Konvektionszellen in einem mesoskaligen Wirbel.

Send und Marshall (1993) diskutieren den Effekt, den mittlere Abwärtsbewegungen auf die Vorticitybalance haben. Sie geben eine einfache Abschätzung aus der linearen Vorticitybalance an:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = f \frac{\partial w}{\partial z}.$$

Einige typische Werte dazu sind in Tabelle 12 angegeben.

Der Mittelwert über eine Woche bei Stat. 229 war ca. 1 cm s^{-1} (Schott und Leaman, 1991) und hätte Randstromgeschwindigkeiten vom 8 m s^{-1} bei einem Durchmesser von 50 km erzeugen müssen. Dieses Szenario ist völlig unrealistisch. Repräsentiert derselbe Mittelwert nur das Gebiet innerhalb eines Wirbels mit 5 km Radius, so ergibt sich eine Wirbelgeschwindigkeit ('Randstrom') von ca. 50 cm s^{-1} bei einer Zeitskala von 3 Tagen. Die beobachteten Horizontalgeschwindigkeiten waren von derselben Größenordnung (30 cm s^{-1}).

Möglicherweise wurde vom 20.-22. Februar 1987 eine Anhäufung von Konvektionszellen im Zentrum eines Wirbels beobachtet.

M229 Winter 1987 537m Tiefe

Zeit 15.2-1:00 - 22.2-23:00

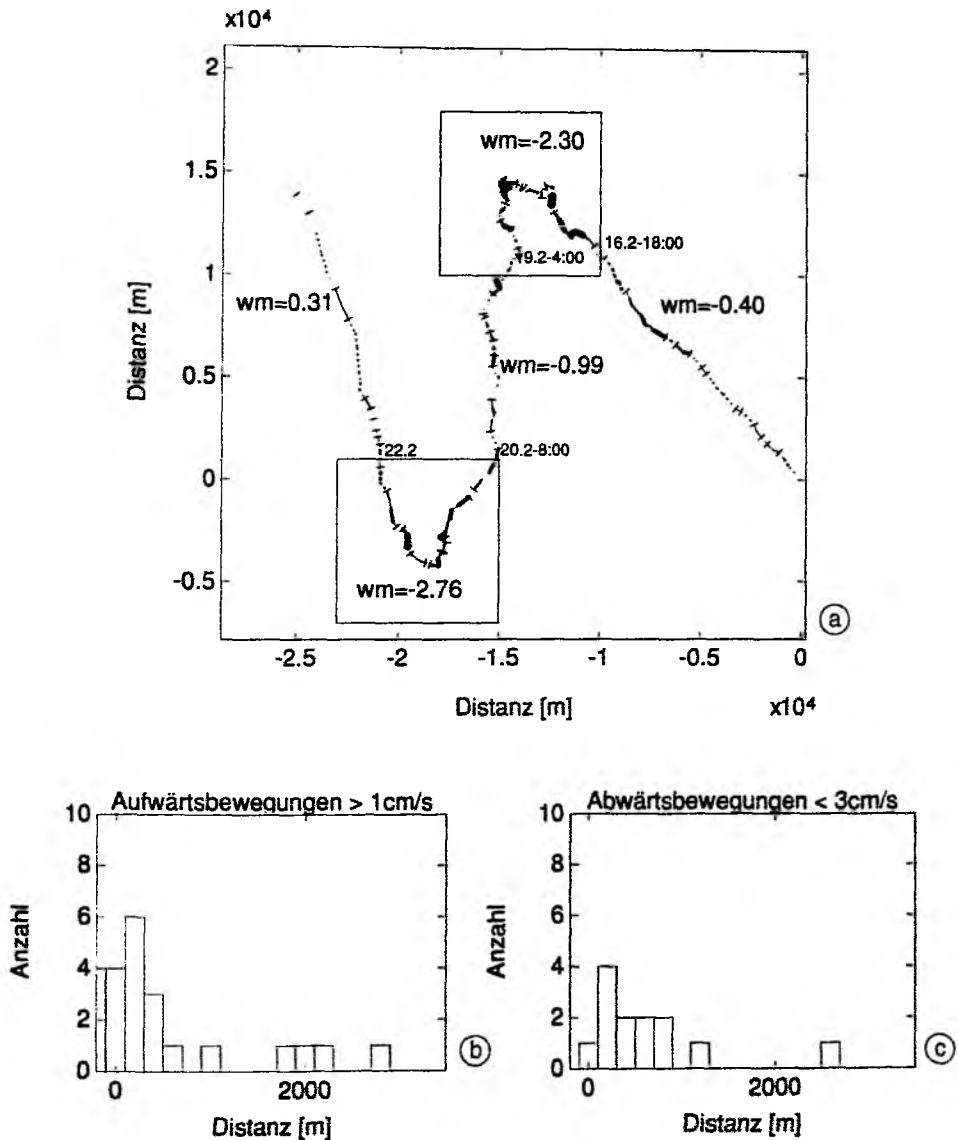


Abb. 6.13: (a) Progressives Vektordiagramm für Station 229 in 537m Tiefe. Die Dicke der Linie ist proportional zur Vertikalgeschwindigkeit (abwärts durchgezogen, aufwärts gepunktet). (b) Histogramm der 'Länge' von Aufwärtsbewegungen mit maximalen Geschwindigkeiten, die größer als 1 cm s^{-1} waren. (c) wie b) für Abwärtsbewegungen, deren Maximum größer als 3 cm s^{-1} war.

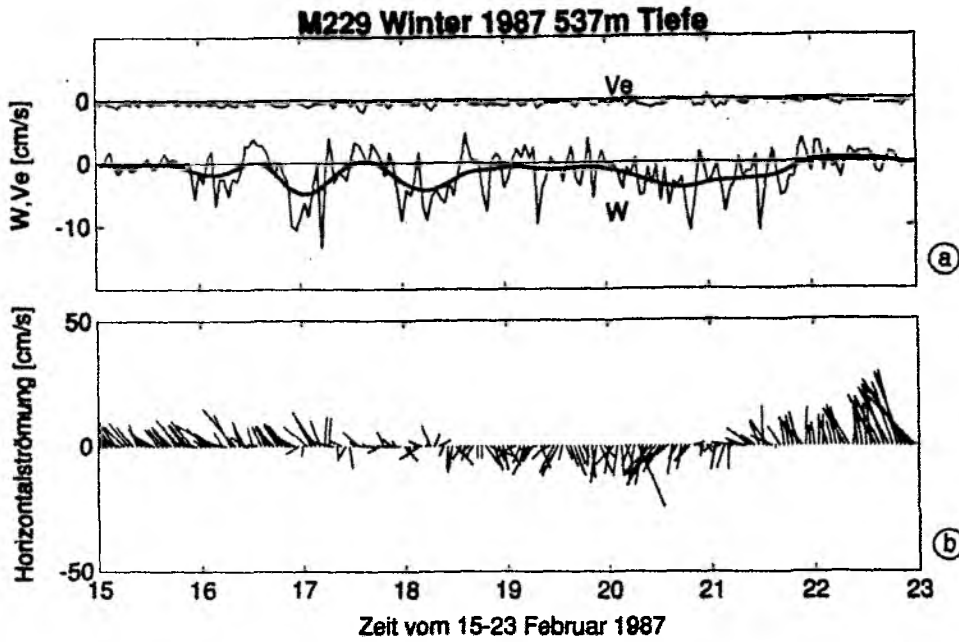


Abb. 6.14: (a) Fehler- und Vertikalgeschwindigkeitszeitreihen bei Station 229 aus 537m Tiefe. Dicke Linie ist die 12 Stunden tiefpaßgefilterte Zeitreihe. (b) Zeitreihe der Horizontalströmungen.

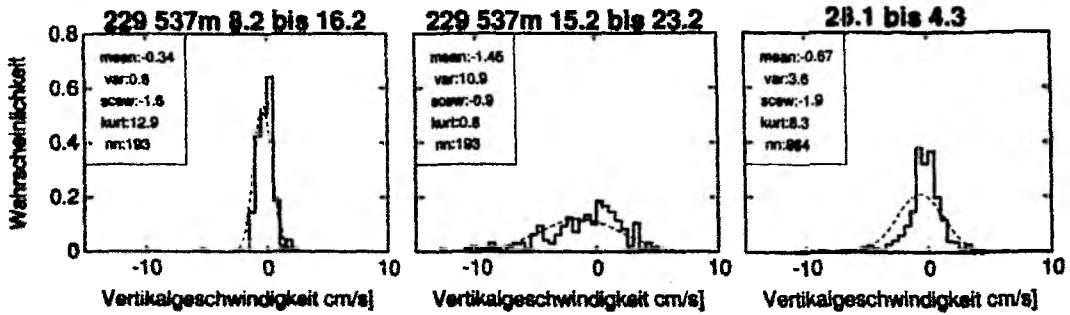


Abb. 6.15: Histogramm der Vertikalgeschwindigkeiten bei Stat. 229 für unterschiedliche Zeiträume.

Statistik: Die Häufigkeitsverteilung der Vertikalgeschwindigkeit für die Station 229 in 537m Tiefe ist für drei Zeitbereiche in Abbildung 6.15 dargestellt. In der Konvektionswoche vom 15.-22. Februar 1987 gab es eine breite Verteilungsfunktion der Vertikalgeschwindigkeiten (große Varianz). Im Gegensatz zur Grönlandsee (Abb. 6.11) wurde nur ein kleiner Exzeß registriert. Das wesentliche Signal der Konvektion war hier die schiefe Verteilung der Vertikalgeschwindigkeiten (-0.9).

Konvektion im Februar 1992

Im Winter 1992 wurden ebenfalls Vertikalgeschwindigkeiten mit Hilfe von verankerten ADCPs Konvektionszellen im Gulf du Lion registriert. Einen Überblick über die Ergebnisse des THETIS-Experiments geben Schott et al. (1993; siehe auch Kapitel 2.2). Im Winter 1992

reichte die Konvektion nur bis 1500-1700m Tiefe und nicht bis zum Boden (2200m), wie im Winter 1987. Innerhalb der gut durchmischten Schicht wurden eine Reihe von Konvektionszellen beobachtet, von denen nur einige hier näher betrachtet werden.

Im Anschluß an starke Mistralwinde vom 17.-18. Februar 1992 (PERIDOT-Modell, Abb. 2.28) wurden bei allen ADCPs des Verankerungsdreiecks (Abb. 6.16) Abwärtsbewegungen von $5\text{--}12\text{ cm s}^{-1}$ registriert. Obwohl nach den Vorhersagen des PERIDOT-Modells der kräftigste Mistral am 19. Februar schon vorbei war, wurden auf *Poseidon* noch Wärmefflüsse von $400\text{--}600\text{ W m}^{-2}$ in den Nächten der nächsten Tage registriert (Abb. 6.16a). Tagsüber kompensierte die kurzweilige Einstrahlung die Wärmefflüsse zu Null.

Aus den Temperaturregistrierungen der Seacats ließ sich das Eindringen des neu gebildeten warmen und salzreichen Wassers erkennen (Abb. 6.16e). Am 19. Februar zeigte der Sensor in 1000 m Tiefe erstmals eine deutliche Erwärmung. Am 22. Februar wurden auch in 1400 m Tiefe Temperaturschwankungen registriert. Allerdings reichte das 'warme' Temperatursignal der Konvektion nicht bis in 1800 m Tiefe.

Bei der Vertiefung der durchmischten Schicht wurde auch eine Abkühlung der Temperaturen in 300 m Tiefe registriert. Einfache Deckschichtbilanzen (siehe Kapitel 2.1.5) würden bei der beobachteten Deckschichtvertiefung von $\sim 125\text{ m}$ pro Tag (von 1000 auf 1400 m in 3 Tagen) eine Deckschichtabkühlung durch vertikales Einmischen von 0.04°C erwarten lassen. Das stimmt gut mit der beobachteten Temperaturabnahme von 12.94 auf 12.90°C überein. Die weitere Abkühlung um 0.02°C in den nächsten zwei Tagen zeigt, daß die Deckschicht sich um weitere 300 m vertieft haben müßte, also auf 1700 m Tiefe. Die beobachteten Wärmefflüsse von $\sim 250\text{ W m}^{-2}$ im Tagesmittel würden die Deckschichttemperatur in den 2 Tagen nicht einmal um 0.01°C abgekühlt haben. In erster Näherung ist die registrierte Abkühlung mit eindimensionaler Vermischung zu erklären.

Horizontale Skalen: Die Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeit im 300-450 m Tiefenniveau (Abb. 6.16b) zeigten keine Korrelation der Konvektionsereignisse zwischen den Stationen. Für den 21. Februar sind in Abbildung 6.17 die beobachteten Vertikalbewegungen vergrößert dargestellt. Alle Stationen zeigten Abwärtsbewegungen am Vormittag. Um so ungefähr abzuschätzen, ob dieselbe Konvektionszelle bei benachbarten Stationen registriert wurde, zeigt Abbildung 6.18 die progressiven Vektoren der Horizontalströmungen aus 300-400 m Tiefe (siehe auch Abb. 6.16b). Die Richtung der Vektoren wurde hier negativ dargestellt, um Regionen zu kennzeichnen, deren Vertikalgeschwindigkeiten später beobachtet wurden. Die Breite der Linien ist proportional zur Vertikalgeschwindigkeit, wobei Abwärtsbewegungen durchgezogen und Aufwärtsbewegungen gepunktet dargestellt wurden. Keine der beobachteten Konvektionszellen hat die benachbarten Stationen erreicht. Die geringe horizontale Korrelation zeigt, daß die typische Horizontalskala der Konvektionszellen **kleiner als 2 km** (Stationsabstand) war.

Analog zur Grönlandsee (Abschnitt 6.1.2) konnten auch hier für einige Konvektionszellen die Horizontalskalen abgeschätzt werden. In der Nacht vom 18. auf den 19. Februar wurden

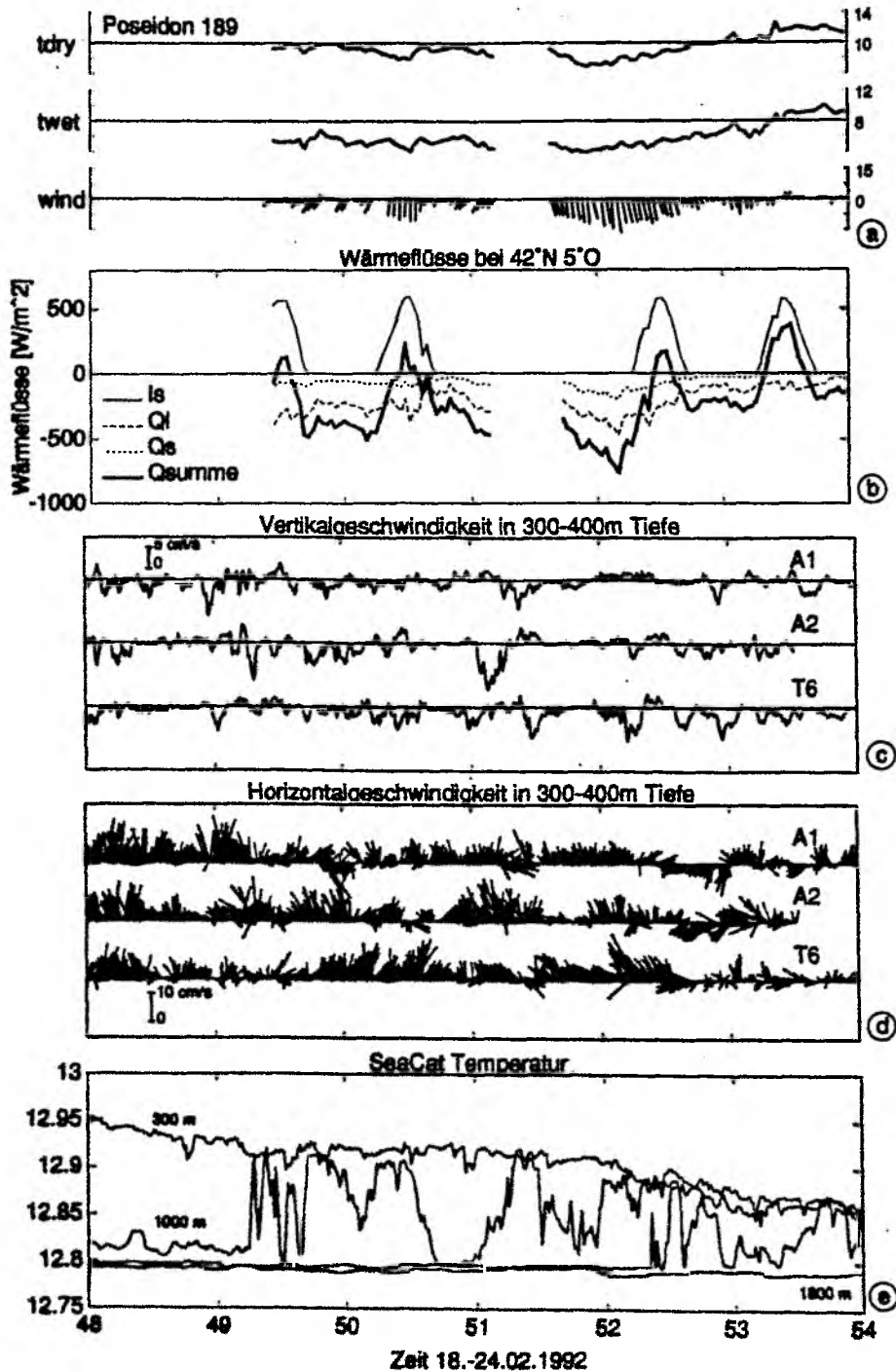


Abb. 6.16: (a) Meteorologische Parameter die von "Poseidon" in dem Konvektionsgebiet bei 42°N und 5°O gemessen wurden. (b) Daraus abgeleitete Wärmeflüsse und deren Summe (dicke Linie; wobei für die langwellige Rückstrahlung 90 W m^{-2} angenommen wurde). (c) Zeitreihen der gemittelten Vertikalbewegungen zwischen 300 und 400 m Tiefe für die drei Stationen des kleinen Dreiecks. (d) Wie c) für Horizontalströmungen. (e) Temperaturzeitreihen aus 300, 1000, 1400 und 1800 m Tiefe bei Stat. A1 (aus Schott et al., 1993).

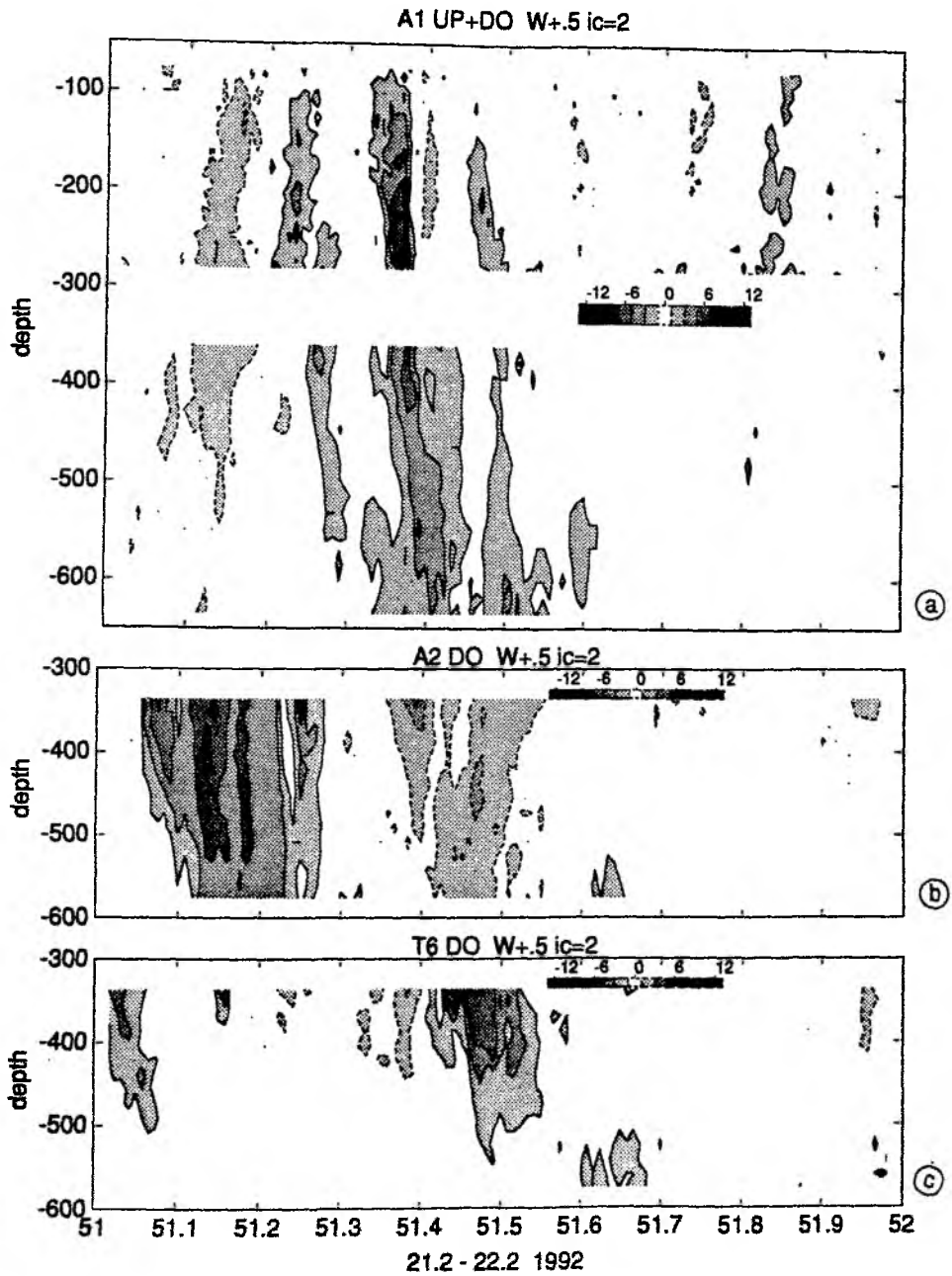


Abb. 6.17: Vertikalgeschwindigkeitskonturen bei den drei Stationen des kleinen Dreiecks. Abwärtige Geschwindigkeiten sind durchgezogen, aufwärtige gestrichelt und die Nulllinie wurde nicht dargestellt.

THETIS Winter 1992 300-400m Tiefe Zeit 21.2 - 21.2-23:58

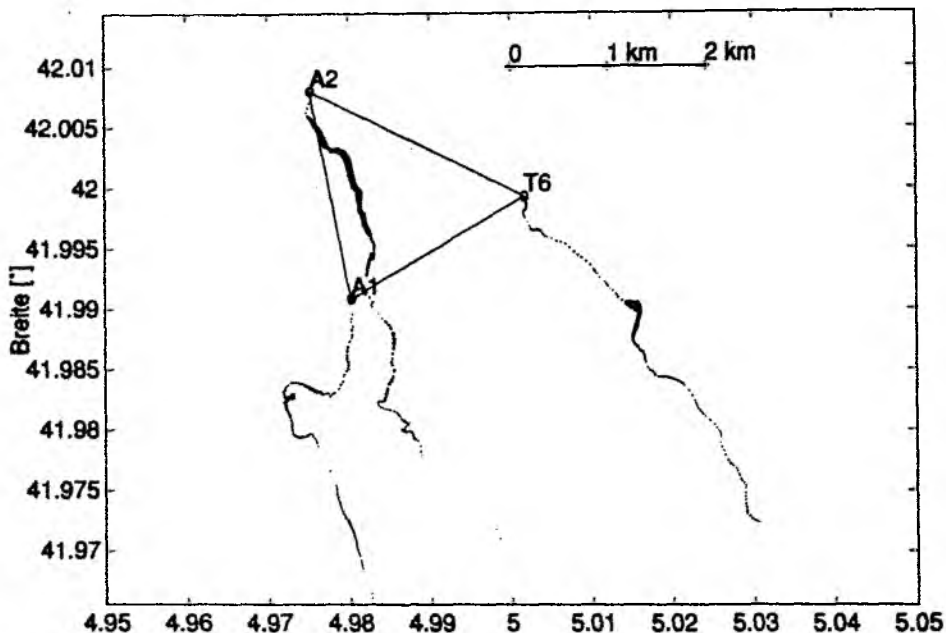


Abb. 6.18: Progressives Vektordiagramm der Horizontalströmungen aus 300-400 m Tiefe. Die Dicke der Linie wurde proportional zur Vertikalbewegung dargestellt (abwärts durchgezogen, aufwärts gepunktet)

Vertikalbewegungen mit bis zu 8 cm s^{-1} über 2 Stunden Dauer beobachtet (Abb. 6.19). Mit Hilfe der progressiven Vektoren ließ sich ein Durchmesser von 600 m abschätzen. Später in der Nacht wurden auch noch kleinere Zellen beobachtet.

Für den 21. Februar ergaben sich Skalen zwischen 300 und 500 m (Abbildung 6.17).

In der Nacht vom 22. auf den 23. Februar waren die Wärmeflüsse eher moderat (300 W m^{-2} , Abb. 6.16a) und die Vertikalgeschwindigkeiten schwächer. Die beobachtete Konvektionszelle bei Stat. A1 zeigte über 3 Stunden Abwärtsbewegungen (Abb. 6.20). Der Konvektionszellendurchmesser ergab aber ebenfalls 500-700 m.

Prinzipiell ist dieses Verfahren der Skalenabschätzung unbefriedigend, weil es nicht die Phasenkoppelung von Horizontal- und Vertikalströmungen ausnutzt (Divergenz und Rotation). Im Kapitel 7.3 wird daher ein Verfahren beschrieben, bei dem ein simples kinematisches Konvektionszellenmodell an die beobachteten Zeitreihen aller Geschwindigkeiten angepaßt wird.

Statistik: Die Häufigkeitsverteilungen der Vertikalgeschwindigkeit zeigen ein qualitativ ähnliches Bild wie in der Grönlandsee. Während der Stürme Ende Dezember (23.-28. Dez. 1991) wurden erhöhte Varianzen bei allen Stationen des kleinskaligen Verankerungsdreiecks in 350m Tiefe registriert (Abb. 6.21; 2.28d). Im Gegensatz zur Grönlandsee (November 1988) wurde hier auch ein erhöhter Exzeß registriert (besonders bei Stat. T6). Die Schiefe blieb aber nahe bei Null (0.3). Die geringe Schiefe läßt vermuten, daß auch hier interne Wellen registriert wurden.

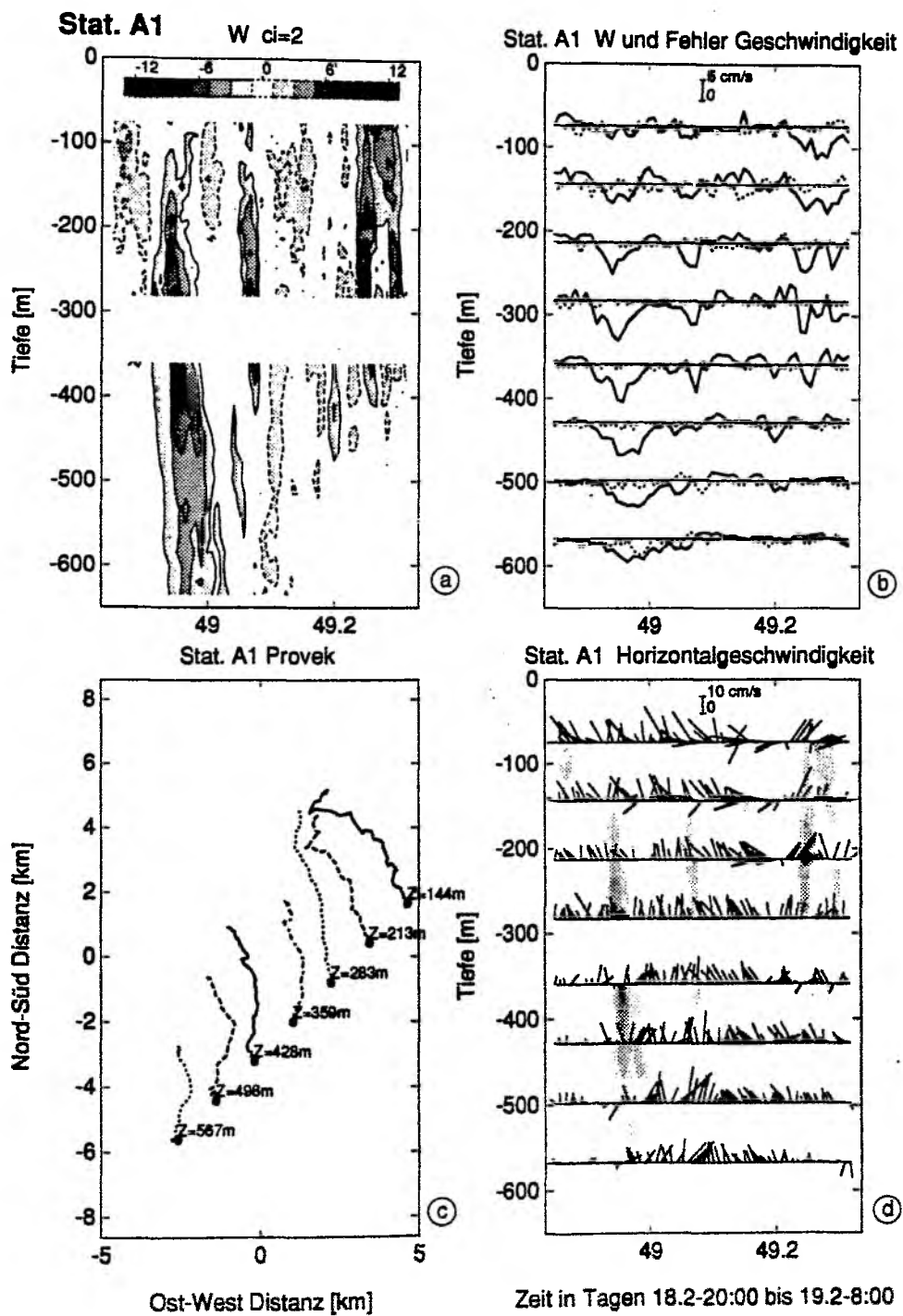


Abb. 6.19: Wie Abb. 6.6 für Station A1 vom 18. Februar 20:00 bis zum 19. Februar 8:00 UTC.

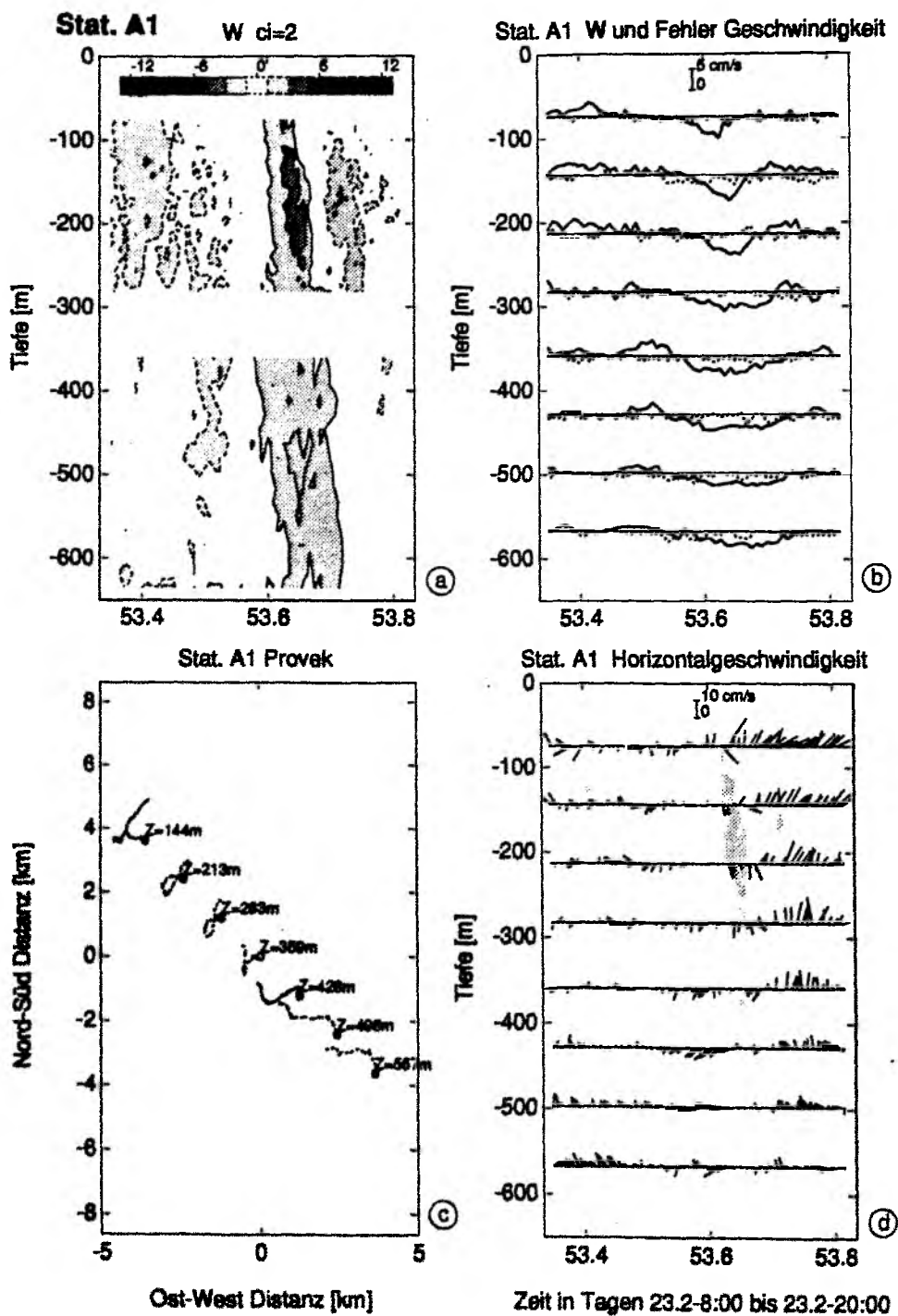


Abb. 6.20: Wie Abb. 6.6 für Station A1 vom 23. Februar 8:00 bis 20:00 UTC.

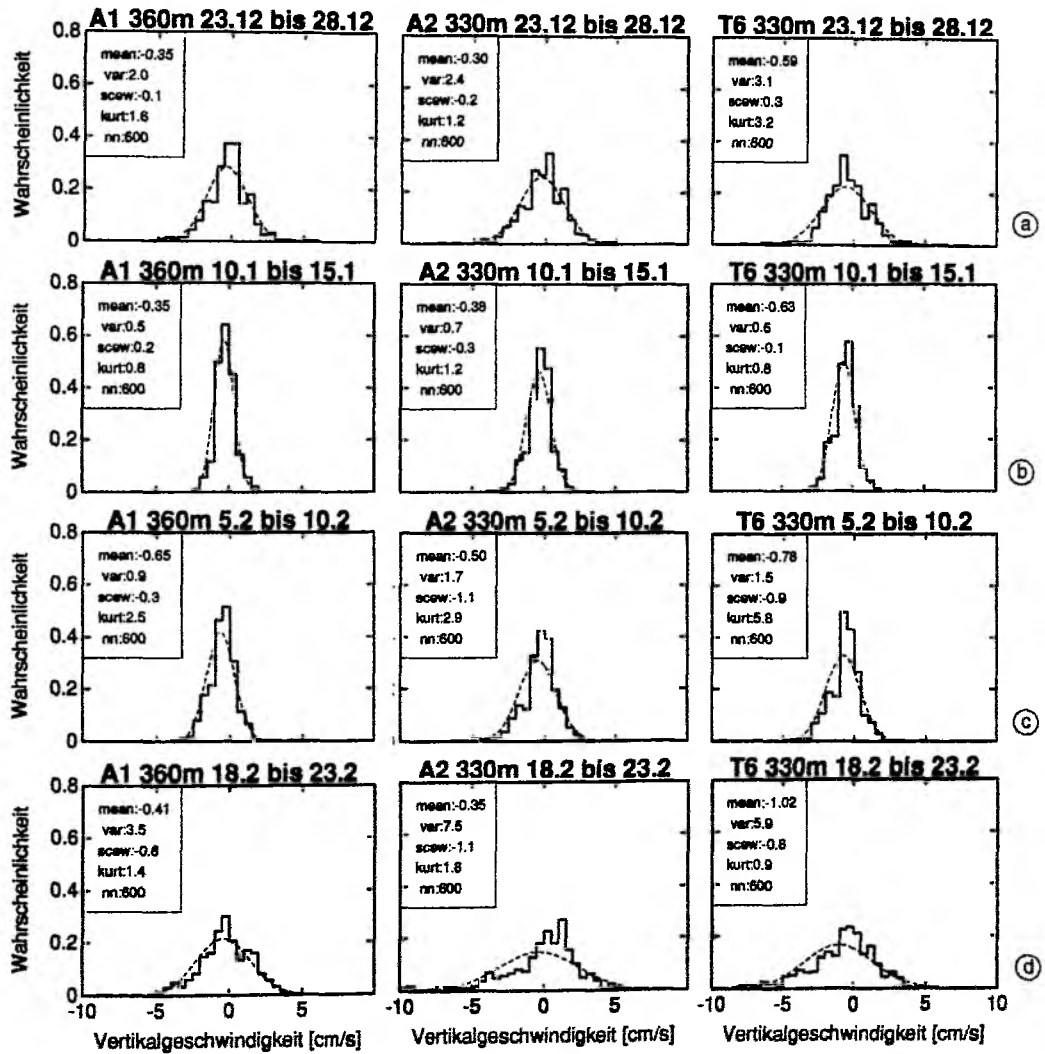


Abb. 6.21: Histogramme der Vertikalgeschwindigkeit für unterschiedliche Zeiträume bei Station A1 (a), A2 (b) und T6 (c) für 330 bzw. 360m Tiefe.

Als 'ruhiger' Referenzzeitraum wurde die Periode vom 10.-15. Jan. 1992 gewählt. Die Varianzen waren zu dieser Zeit bei allen Stationen kleiner als $0.8 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$.

Anfang Februar, als das Zwischenwasser vollständig erodiert war, gab es vereinzelte starke Abwärtsbewegungen, die bei allen Stationen einen Exzeß von > 2.5 hervorriefen. Bei den Stationen A2 und T6 wurden negative Schiefen registriert, was auf Konvektionszellen schließen ließ. In dieser Phase war die Statistik der Vertikalbewegungen denen der Grönlandsee im Februar-März 1989 am ähnlichsten.

Schiefe Verteilungsfunktionen kennzeichneten auch die Konvektionswoche vom 18. bis 23. Februar 1992. Die Häufigkeitsverteilungen zeigten alle eine negative Schiefe und sahen ähnlich wie die vom Winter 1987 (Abb. 6.15) aus. Der Exzeß war generell gering und bei Stat. T6 kaum größer als während der 'ruhigen' Referenzperiode Mitte Januar. In der Konvektionswoche gab es relativ viele Konvektionszellen mit stärkerem Auftrieb dazwischen. Es waren also keine 'seltenen' Ereignisse, die durch erhöhten Exzeß (wie in der Grönlandsee) angezeigt werden.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß beide höheren statistischen Momente (Schiefe und Exzeß) die Existenz von Konvektionszellen dokumentieren können. Eine systematische Untersuchung beider statistischer Größen wird im Kapitel 7.1.1 gegeben.

Mittlere Vertikalgeschwindigkeiten: Bei diesem Experiment wurden keine signifikant von Null verschiedenen Mittelwerte der Vertikalbewegung gefunden (Abb. 6.21). Der größte Wert wurde bei Station T6 zwischen dem 18. und 23. Februar beobachtet (0.5 cm s^{-1} abwärts). Die benachbarten Stationen zeigten in demselben Zeitraum einen Mittelwert von Null. Dabei ist anzumerken, daß die ADCPs immer eine mittlere Abwärtsbewegung anzeigen. Die Größenordnung dieses Meßfehlers läßt sich aus dem Verankerungsmittel abschätzen und betrug bei allen Geräten dieses Experiments $0.4\text{-}0.5 \text{ cm s}^{-1}$.

Kapitel 7

Struktur-Modell einer Konvektionszelle

In diesem Abschnitt geht es um kinematische Eigenschaften von Konvektionszellen. Mit Hilfe von einfachen Modellen wurde versucht, einige beobachtete kinematische Eigenschaften von Konvektionszellen im Ozean zu simulieren. Daraus ergeben sich Anhaltspunkte über Mittelwerte der Vertikalgeschwindigkeiten sowie über die Häufigkeit und Größe von Konvektionszellen.

7.1 Vertikalgeschwindigkeit

Wenn es eine ausreichend starke Advektionsgeschwindigkeit gibt, kann man mit Hilfe von ortsfesten Beobachtern (Verankerungen) auch einen Eindruck der räumlichen Strukturen von Konvektionszellen bekommen. Um ein paar einfache statistische Betrachtungen durchzuführen, wurde hier angenommen, daß die zeitliche Entwicklung der Konvektionszellen langsamer als die Beobachtungsdauer ist und folglich vernachlässigt werden konnte.

Es wurden drei verschiedene zeitunabhängige räumliche Strukturen für Konvektionszellen betrachtet, die durch analytische Funktionen darstellbar waren. Dabei sollten die Konvektionszellen den abwärtigen Transport im Zentrum durch Auftrieb in unmittelbarer Umgebung ausgleichen. Das Verhältnis der Fläche der Abwärtsbewegung zur Fläche der Aufwärtsbewegung bleibt ein freier Parameter.

- Die **Zylinderhut**-Struktur ist durch zwei Kreise begrenzt, wobei in der mittleren Kreisfläche konstante Abwärtsbewegung herrscht. Der abwärtige Massentransport wird durch Auftrieb im umliegenden Kreisring wieder ausgeglichen. Die Vertikalgeschwindigkeit W ist als Funktion des Radius r gegeben durch:

$$W_{Zh} = \begin{cases} W_a & r < r_c \\ \frac{1}{A_f} W_a & r_c > r > r_{max} \end{cases} ,$$

wobei A_f das Flächenverhältnis von Auf- zu Abtriebsgebiet beschreibt:

$$A_f = \frac{r_{max}^2 - r_c^2}{r_c^2} .$$

Die Amplitude W_a und das Flächenverhältnis A_f sind frei wählbare Parameter.

- Die **cosexp**-Struktur erlaubt stetige Übergänge zwischen Auf- und Abtriebsgebiet und klingt mit der Entfernung vom Zentrum ab.

$$W_{E1} = W_a \cos(r) \cdot e^{(-fr)} ,$$

wobei die Konstante f so gewählt wurde, daß der integrale Massenfluß verschwindet,

$$\int Ak(r)W_{E1} dr = 0 .$$

Ak ist die Fläche der Kreisscheibe als Funktion des Radius.

- Die **cosexp2**-Struktur hat ein breiteres Maximum und fällt noch schneller als die **cosexp**-Funktion ab:

$$W_{E2} = W_a \cos(r) \cdot e^{\left(-\frac{r^2}{[x]^2}\right)} ,$$

wobei f ebenfalls so gewählt wurde, daß der integrale Massenfluß verschwindet.

Die drei Strukturfunktionen sind in Abbildung 7.1 für ein Flächenverhältnis (A_f) von 4 (links) und 20 (rechts) als Funktion des Radius dargestellt. Alle Funktionen sind auf gleiche Austauschraten (d.h. gleiche Abwärtstransporte) normiert.

7.1.1 Statistik der Vertikalgeschwindigkeiten

Mit Hilfe der drei Strukturfunktionen der Vertikalgeschwindigkeitsverteilung in idealisierten Konvektionszellen wurden statistische Eigenschaften von Konvektionszellen untersucht.

Mittelwerte: Die erste Frage, die untersucht wurde, lautet: *Welche Aussagekraft haben Mittelwerte entlang von parallelen Schnitten durch Konvektionszellen?* Dabei sollen Registrierung von Konvektionszellen simuliert werden, die durch Advektion bei einem ortsfesten Beobachter (Verankerung) zu sehen sind.

Mit Hilfe der analytischen Strukturfunktionen wurde eine horizontale Fläche der Vertikalbewegungen für eine kreisförmige Konvektionszelle erstellt. Die Mittelwerte entlang von parallelen Trajektorien durch das Gebiet sind in Abbildung 7.1b als Funktion des Abstands vom Zentrum der Konvektionszelle dargestellt. Die Trajektorien nahe dem Zentrum zeigten eine mittlere Abwärtsbewegung und die nahe den Rändern leichten Auftrieb. Nimmt man nun an, daß alle Trajektorien gleich wahrscheinlich sind, so läßt sich die Wahrscheinlichkeit angeben, einen bestimmten Mittelwert zu beobachten. Die Histogramme der mittleren Vertikalgeschwindigkeit (Abb. 7.2) und die dazugehörigen Verteilungsfunktionen zeigen einen deutlichen

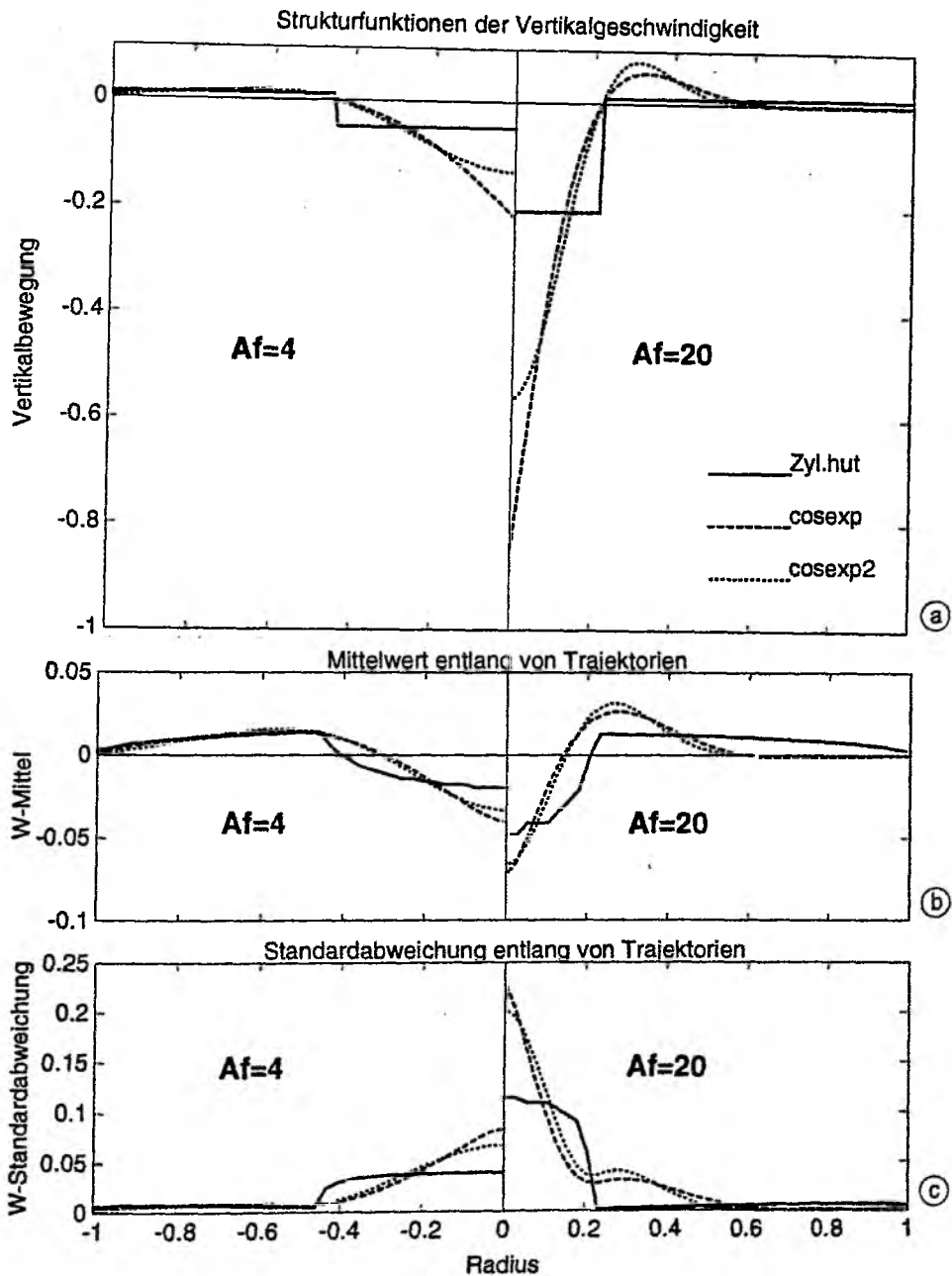


Abb. 7.1: (a) Vertikalgeschwindigkeitsstruktur der Modellkonvektionszellen als Funktion des Radius bei unterschiedlichem Flächenverhältnis von Auftrieb zu Abwärtsbewegung ($A_f = 20$, rechts und $A_f = 4$, links). Drei verschiedene Strukturfunktionen sind dargestellt: Zylinderhut (durchgezogen), cosexp (gestrichelt) und cosexp^2 (gepunktet). (b) Mittelwerte der Vertikalgeschwindigkeit entlang von parallelen Trajektorien durch die unterschiedlichen Konvektionszellen. (c) Standardabweichung der Vertikalgeschwindigkeit entlang der Trajektorien.

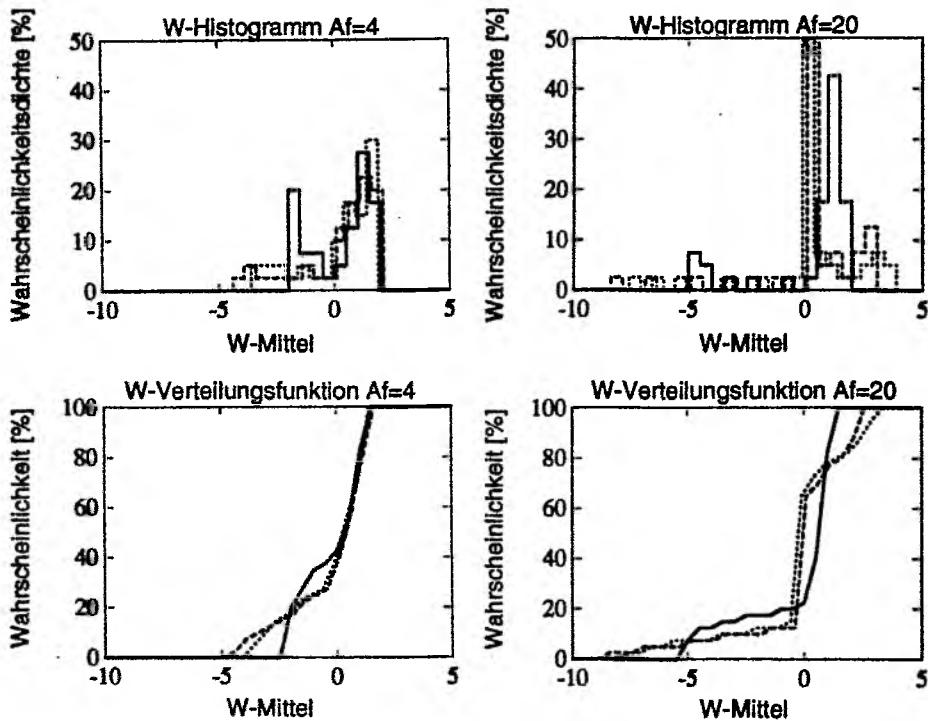


Abb. 7.2: Histogramme und Verteilungsfunktionen der Mittelwerte von Vertikalgeschwindigkeiten entlang aller Trajektorien für zwei verschiedene Flächenverhältnisse und drei Strukturfunktionen (siehe Abb. 7.1).

Unterschied zwischen den beiden dargestellten Flächenverhältnissen von Auftrieb zu Abwärtsbewegung ($A_f = 4$ und 20). Im Fall $A_f = 4$ ist die Wahrscheinlichkeit einen sehr kleinen Mittelwert ($< 2\%$ des maximalen Absinkens) zu beobachten $\sim 50\%$ für die cosexp Strukturen (Abb. 7.2b). Bei langsamem und großflächigem Absinken waren positive Mittelwerte der Vertikalgeschwindigkeit am häufigsten. Es ist bemerkenswert, daß bei einem Flächenverhältnis $A_f = 20$ (5% der Fläche hat Abwärtsbewegungen) die Wahrscheinlichkeit ein Abwärtsmittel zu beobachten $> 10\%$ ist (Abb. 7.2d).

Generell erkennt man, daß durch asymmetrische Geschwindigkeitsverteilungen (schnell nach unten, langsam nach oben) schiefe Histogramme der mittleren Vertikalgeschwindigkeiten entstehen. Ein Mittelwert, der ein Flächenmittel widerspiegelt, ist erst bei einer größeren Anzahl von einzelnen Advektionstrajektorien zu erwarten. Das Flächenmittel der Vertikalgeschwindigkeiten von identisch Null ist nicht der häufigste Mittelwert entlang von Trajektorien.

Räumliche Dichte von Konvektionszellen: Eine interessante Frage ist: *Läßt sich die räumliche Dichte von Konvektionszellen anhand der Statistik der Vertikalgeschwindigkeiten abschätzen?* Hierbei wurden Strukturfunktionen mit fest vorgegebenen Auf- zu Abtriebsflächenverhältnis ($A_f = 7$) unterschiedlich dicht überlagert. Innerhalb des Gebietes wurde die räumliche Statistik der Vertikalgeschwindigkeit (Mittelwert, Standardabweichung, Schiefe und Exzeß) als Funktion des Konvektionszellenabstands bestimmt.

Es wurden neun Strukturfunktionen (cosexp-Typ) gleichmäßig angeordnet (Abb. 7.3) und die statistischen Größen für drei Teilgebiete berechnet (100%, 45% und 25% des Gesamtgebietes). Die Gebiete wurden so gewählt, daß zwei in der Region der Konvektionszellen liegen und das dritte alle Auftriebsgebiete der Konvektionszellen enthielt (äußerer Kasten). Alle Zellen wurden von der mittleren Gitterposition zufällig mit einer Standardabweichung von 20% des Zellenabstands horizontal verschoben. Die Amplitude der maximalen Vertikalgeschwindigkeit (8 cm s^{-1}) wurde zufällig um 10% verändert. Dadurch sollte eine gewisse Unabhängigkeit von exakten Geometrien erreicht werden. Für sechs unterschiedliche Zellenabstände wurden jeweils drei Realisierungen durchgeführt und die Ensemblemittel durch Linien verbunden.

Die Abbildung 7.4 zeigt, daß die Schiefe mit abnehmendem Abstand zwischen den Konvektionszellen schwächer wird und auch der Exzeß abnimmt. Die anderen Strukturfunktionen ergaben ein qualitativ sehr ähnliches Bild. Ein Vergleich der Schiefe und des Exzeß mit Beobachtungen aus dem Mittelmeer (Abb. 6.21; Schiefe -1.0 und Exzeß 1.5) ergibt, daß die Abstände zwischen den Konvektionszellen im Mittelmeer ca. 1.5-2 mal so groß wie deren Durchmesser waren (Abb. 7.3d).

Für die Grönlandsee war es schwieriger, die statistischen Analysen mit den Beobachtungen zu vergleichen, da meist nur einzelne Konvektionszellen registriert wurden. Schon deshalb ist anzunehmen, daß der Abstand zwischen den Konvektionszellen dort größer war.

7.1.2 Meßfehler der ADCPs bei 'großem' Strahlenabstand

Weiterhin wurde hier untersucht: *Was passiert, wenn die Horizontalskalen der Konvektionszellen nicht mehr sehr groß im Vergleich zum Strahlenabstand der akustischen Strommesser (ADCPs) sind?* Bei der Analyse der beobachteten Vertikalgeschwindigkeiten fiel auf, daß die Fehlergeschwindigkeiten bei kleinen Konvektionszellen relativ groß waren. Weiterhin nahm die Varianz der Fehlergeschwindigkeiten mit dem Abstand vom ADCP zu (z.B. Abb. 6.3).

Abbildung 7.5 gibt eine qualitative Beschreibung des Problems. Es wurde mit Hilfe der **cosexp2**-Struktur das Vertikalgeschwindigkeitsfeld einer Konvektionszelle simuliert und dieses dann mit verschiedenen Strahlenabständen S1-S4 entlang einer idealisierten Advektionslinie abgetastet. Die unterschiedlichen Strahlenabstände sollen unterschiedliche Entfernungen vom ADCP repräsentieren. Die 'Dopplergeschwindigkeiten' entlang der geneigten Strahlen wurden entsprechend des ADCP-Verarbeitungsschemas in 'beobachtete' Geschwindigkeiten transformiert. Die Zeitreihen der 'beobachteten' Vertikal- und Fehlergeschwindigkeiten lassen sich nun mit den 'wahren' vergleichen (Abb. 7.5b,c). Die 'beobachteten' Geschwindigkeiten sind kleiner als die 'wahren', und der Fehler nimmt mit dem Verhältnis aus Strahlenabstand zur Konvektionszellengröße zu. Die Fehlergeschwindigkeit kann sogar größer werden als die 'beobachtete' Vertikalgeschwindigkeit. Durch die Geometrie des Problems ist die Größe der Fehlergeschwindigkeit orientierungsabhängig.

Auch die Horizontalströmungen werden durch dieses Meßproblem der ADCPs beeinflusst. Für die Fälle S1-S4 (Abb. 7.5a) sind die 'falschen' Horizontalgeschwindigkeiten in Abbildung

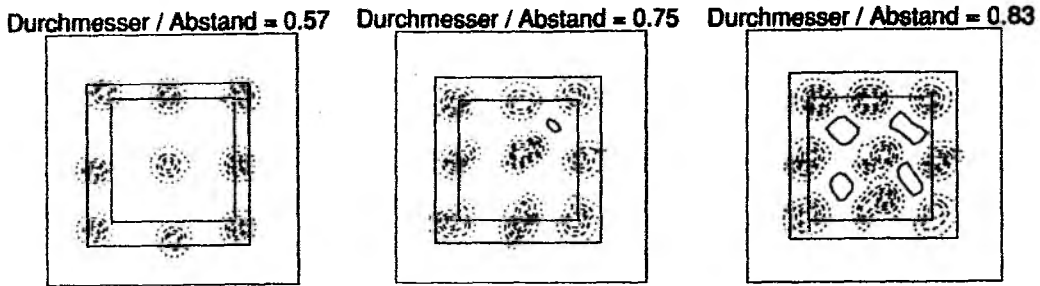


Abb. 7.3: Karten mit konturierter Vertikalgeschwindigkeit für unterschiedliche Verhältnisse von Konvektionszellendurchmesser zum -abstand. Abwärtsgeschwindigkeiten sind gestrichelt, aufwärtige durchgezogen und die Nulllinie ist gepunktet.

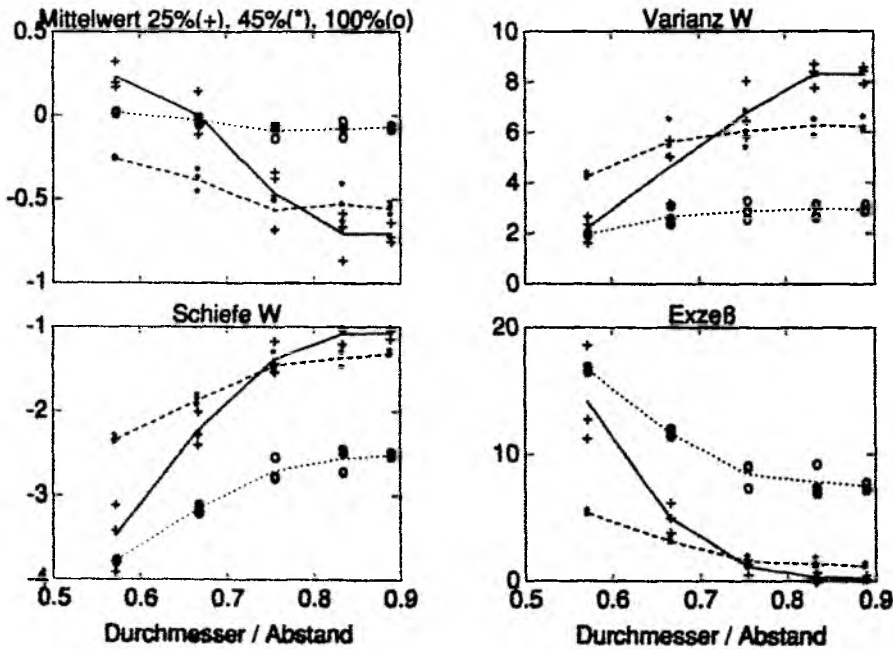


Abb. 7.4: Mittelwert, Varianz, Schiefe und Exzeß der Vertikalgeschwindigkeiten als Funktion von Konvektionszellendurchmesser zum -abstand. Die statistischen Größen wurden innerhalb von drei Gebieten berechnet: Gesamtes Gebiet (Kreis und gepunktete Linien), 45% der Fläche (Sterne, gestrichelt; siehe auch Abb. 7.3 für Gebietsgrenzen) und 25% der Gesamtfläche (Kreuze, durchgezogen). Die mittleren maximalen Abwärtsbewegungen waren 8 cm s^{-1} .

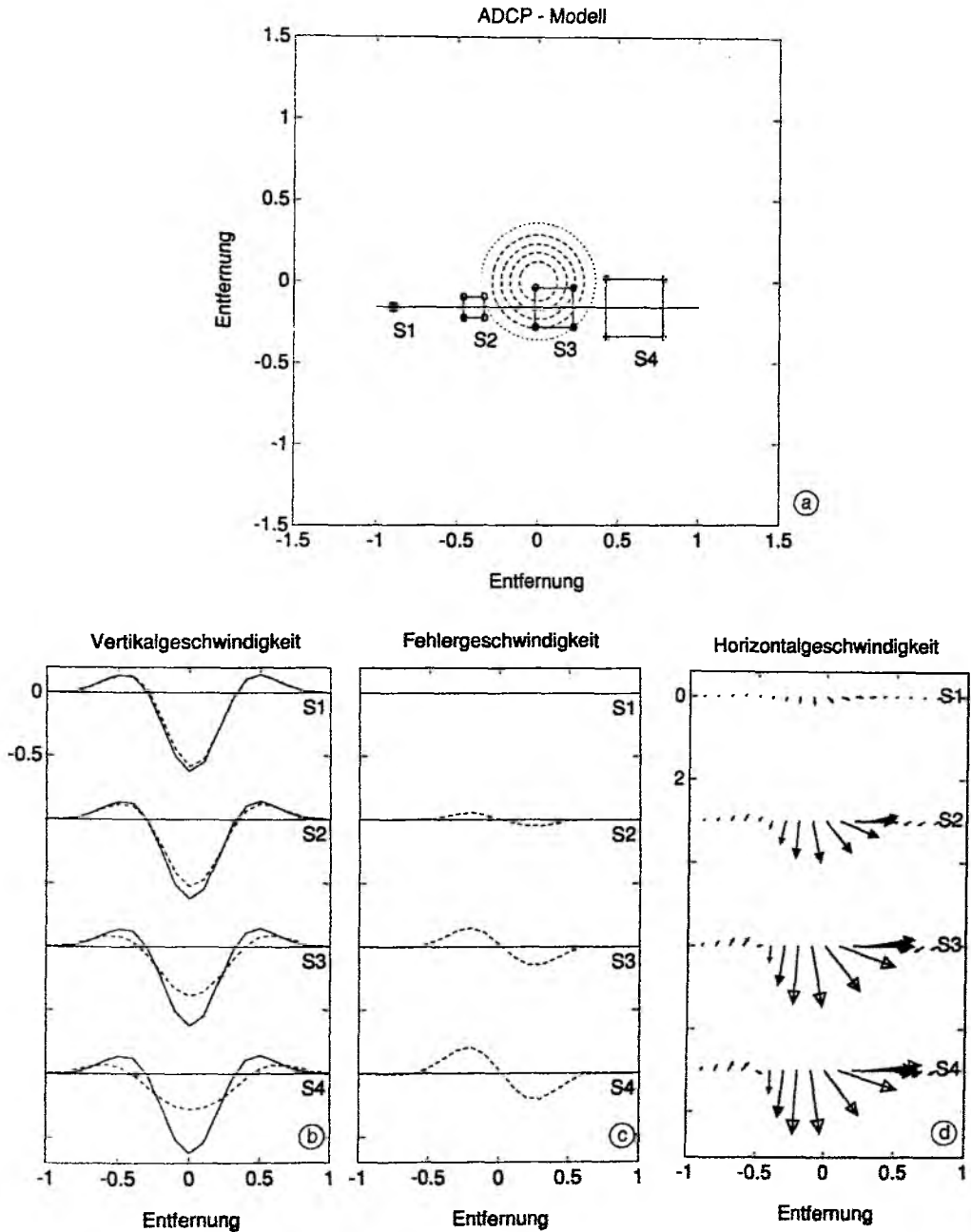


Abb. 7.5: ADCP-Schnitt durch eine Konvektionszelle für vier unterschiedliche Strahlenabstände (Entfernungen vom ADCP). (a) Karte mit der Lage des Schnittes und den W-Konturlinien der Konvektionszelle sowie die Größe der unterschiedlichen Strahlenabstände. (b) 'Wahre' Vertikalgeschwindigkeit (durchgezogen) und ADCP Vertikalgeschwindigkeit (gestrichelt) für unterschiedliche Strahlenabstände. (c) Fehlergeschwindigkeit des ADCPs. (d) Durch den Strahlenabstand 'erzeugte' Horizontalströmungen; die Konvektionszelle hatte keine Horizontalströmungen.

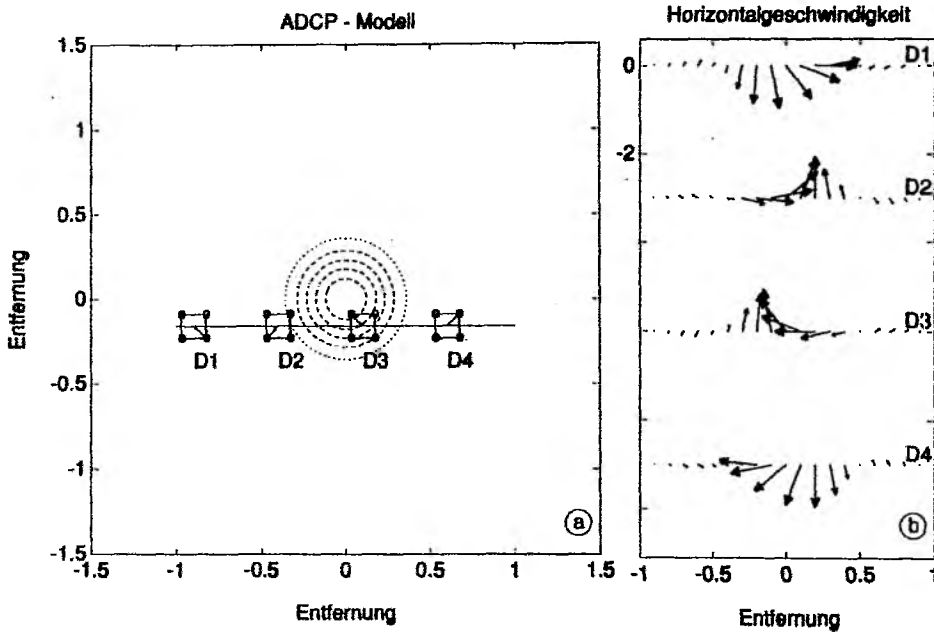


Abb. 7.6: ADCP-Schnitt durch eine Konvektionszelle für unterschiedliche Orientierungen bei konstantem Strahlenabstand. (a) Karte mit Lage des Schnitts und Orientierungen des ADCPs. (b) Durch Strahlenabstand 'erzeugte' Horizontalströmungen bei unterschiedlichen Orientierungen des ADCPs.

7.5d dargestellt. Die Strömungsgeschwindigkeiten können das dreifache ($\tan 20^\circ = 2.7$) der typischen Vertikalbewegungen erreichen und ändern die Richtung je nach Orientierung des ADCP und seiner Lage zur Konvektionszelle (Abb. 7.6)

Es ist daher bei der Interpretation von Zeitreihen der Stromvektoren aus größerer Entfernung vom Gerät Vorsicht geboten. Horizontale Scherungen der Vertikalgeschwindigkeit auf der Skala des Strahlenabstands können fehlerhafte Horizontalströmungen 'erzeugen'.

Die nächste Frage war: *Läßt sich aus der Statistik der Vertikal- und Fehlergeschwindigkeiten der Durchmesser von Konvektionszellen abschätzen?* Dafür wurden drei Modell-Konvektionszellen (Zylinderhut, cosexp, cosexp2) entlang von fünf Trajektorien mit verschiedenen Strahlenabständen abgetastet (Abb. 7.7a). In Abbildung 7.7b sind die Standardabweichungen der gemessenen Vertikal- und Fehlergeschwindigkeiten als Funktion des Strahlenabstands aufgetragen. Die Standardabweichungen wurden mit der 'wahren' Standardabweichung der Vertikalgeschwindigkeit normiert und der Strahlenabstand mit dem Durchmesser der Konvektionszelle. Man erkennt ein deutliches Abklingen der Vertikalgeschwindigkeitsenergie, verbunden mit einer anwachsenden Fehlergeschwindigkeit. Der Quotient der Standardabweichungen von Vertikal- und Fehlergeschwindigkeit kann demnach als Schätzwert für Konvektionszellendurchmesser benutzt werden. Abbildung 7.8 zeigt diesen Quotienten ($StdW/StdE$) für beide cosexp Strukturfunktionen (Seite 120) und drei unterschiedliche Flächenverhältnisse ($A_f = 4, 7, 10$). Es ergibt sich eine konstante Beziehung zwischen der Konvektionszellengröße und der Fehler- und Vertikalgeschwindigkeitsvarianz. Im Abschnitt 7.3 wird dieser Quotient

($StdW/StdE$) verwendet, um die Horizontalskalen der Konvektionszellen aus der beobachteten Statistik abzuleiten.

7.2 Horizontalströmungen

In diesem Abschnitt wird das Strukturmodell der Vertikalgeschwindigkeiten auf Horizontalbewegungen erweitert. Die Kontinuitätsgleichung wurde bisher nur in dem Sinne ausgenutzt, daß alle Abwärtsbewegungen durch Aufwärtsbewegungen in der Umgebung der Modell-Konvektionszelle ausgeglichen werden müssen. Stellt man sich das Problem dreidimensional vor, so muß es auch Horizontalströmungen in das Absinkgebiet geben, wenn die Vertikalbewegung mit der Tiefe zunimmt und ein Ausströmen, wenn sie wieder abnimmt.

Divergenz: Ausgehend von der Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

und der Annahme, daß die Zellen kreisförmig sind, ergibt sich:

$$\iint_a \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) da = \oint_l \mathbf{u} \cdot \mathbf{r} \, dl \quad (7.1)$$

$$\iint_a \frac{\partial w}{\partial z} da = \int_r Ak(r) \frac{\partial w(r, z)}{\partial z} dr. \quad (7.2)$$

$Ak(r)$ ist die Fläche der Kreisscheibe als Funktion des Radius r .

Mit einer stark vereinfachten Vertikalstruktur der Vertikalbewegung von z.B.:

$$w(r, z) = \sin(z) w_h(r),$$

ergibt sich aus den Gleichungen (7.2) und (7.1):

$$\int_r Ak(r) \frac{\partial w(r, z)}{\partial z} dr = \cos(z) \int_r Ak(r) w_h(r) dr \quad (7.3)$$

$$u_r(r, z) 2\pi r = \oint_l \mathbf{u} \cdot \mathbf{r} \, dl = \cos(z) \int_0^r Ak(r') w_h(r') dr' \quad (7.4)$$

Die Geschwindigkeit u_r beschreibt eine Strömung, die auf das Zentrum der Konvektionszelle zeigt (Radialgeschwindigkeit). Die sinusförmige Abhängigkeit der Vertikalgeschwindigkeit mit der Tiefe besitzt keine besondere Rechtfertigung, sondern soll nur den Randbedingungen genügen, so daß die Vertikalgeschwindigkeit an der Ober- und Untergrenze verschwindet und dazwischen ein Maximum hat.

Abbildung 7.9 zeigt einen vertikalen Schnitt durch ein solches Geschwindigkeitsfeld. Dabei wurde für die Horizontalstruktur der Vertikalgeschwindigkeit $w_h(r)$ die `cosexp2` Struktur mit einem Flächenverhältnis von $A_f = 7$ verwendet. Man erkennt an der Oberfläche Einstömen, das mit der Tiefe abnimmt, bis die Vertikalgeschwindigkeit das Maximum erreicht hat. In dieser Tiefe des Vertikalgeschwindigkeitsmaximums gibt es keine Horizontalströmungen. Bei weiter

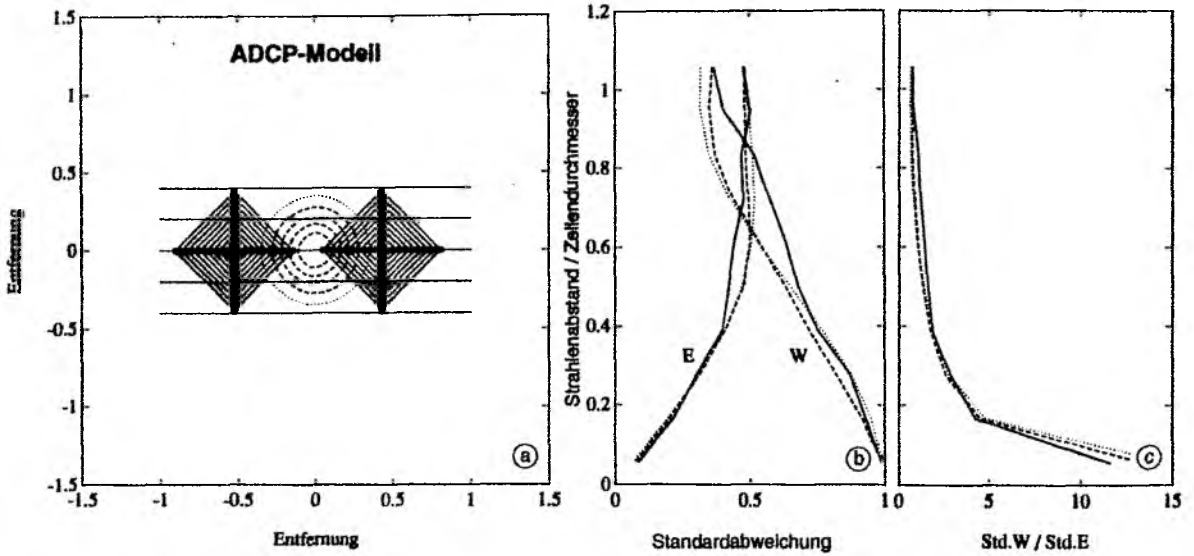


Abb. 7.7: (a) Karte der Trajektorien durch eine Konvektionszelle mit unterschiedlichen Strahlenabständen. (b) Standardabweichung der Vertikal- und Fehlergeschwindigkeit über alle Trajektorien als Funktion des normierten Strahlenabstands. Die Standardabweichungen wurden mit der 'wahren' Standardabweichung der Vertikalgeschwindigkeit normiert. Die diagonalen Strahlenabstände wurden mit dem Durchmesser der Konvektionszelle normiert. Drei Konvektionszellenmodelle wurden verwendet: Zylinderhut (durchgezogen), cosexp (gestrichelt) und cosexp2 (gepunktet). (c) Verhältnis der Standardabweichungen als Funktion des normierten Strahlenabstands.

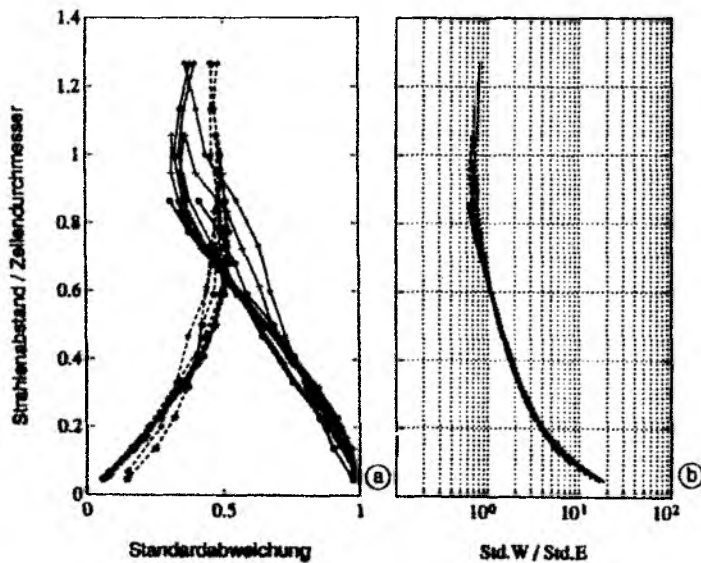


Abb. 7.8: (a) Wie Abb. 7.7b,c für unterschiedliche Flächenverhältnisse von Auf- zu Abwärtsbewegungen. (b) Verhältnis der Standardabweichungen für alle cosexp und cosexp2 Simulationen.

zunehmender Tiefe setzt Ausströmen ein. Die Horizontalbewegungen sind bei dem vorgegebenen vertikalen Gradienten der Vertikalgeschwindigkeit ungefähr um den Faktor 2 kleiner als die Vertikalbewegungen.

Rotation: Wenn der Radius einer Konvektionszelle in die Größenordnung des Rossbyradius kommt und sie ausreichend lange 'lebt', wird sie anfangen zu rotieren. Die dynamischen Balancen, die die Stärke der Rotation beschreiben, sind eine Kombination aus geostrophisch balancierter Druckgradientkraft und Vorticityerhaltung. In jedem Fall wird die Struktur der Rotationsgeschwindigkeit so beschaffen sein, daß es eine Strömungskomponente senkrecht zur Radialgeschwindigkeit gibt. Weiterhin wird die maximale Rotationsbewegung bei der Nullkontur der Vertikalgeschwindigkeit liegen (größter Druckgradient). Der Einfachheit halber wird hier die gleiche Struktur wie für die Radialströmung verwendet, da sie beide geforderten Eigenschaften beinhaltet:

$$u_n(r, z) = F_{rot} \cdot \mathbf{k} \times u_r(r, z) \quad (7.5)$$

wobei \mathbf{k} der Einheitsvektor in vertikaler Richtung ist. Der Faktor F_{rot} gibt die Stärke der Rotation relativ zur Divergenz an. Die Rotationskomponente der Horizontalströmung ist in Abbildung 7.9 als Konturlinie eingezeichnet. Ergänzend dazu sind in Abbildung 7.10 Horizontalschnitte dargestellt, einer nahe der Ober- und einer nahe der Untergrenze der Konvektionszelle. Dabei wurden zwei Fälle betrachtet: ohne Rotation ($F_{rot}=0$; a,b) und einmal mit einer Rotation von $F_{rot} = 1$ (c,d). Beim Szenario mit Rotation ist das Hineinstrudeln an der Oberfläche und das antizyklonale Ausströmen am Boden zu erkennen.

Dieses sehr einfache Modell hat nicht den Anspruch, eine Beschreibung der tatsächlichen Strömungsverhältnisse einer Konvektionszelle zu liefern. Besonders unrealistisch dabei ist der vertikal konstante Durchmesser. Unter dem Einfluß von Rotation würden sich z.B. die Grenzflächen neigen. Die einzige Anwendung dieser vereinfachten Geschwindigkeitsstruktur einer Konvektionszelle liegt darin, daß prinzipiell die Möglichkeit vorgesehen wurde, die Phasen der Vertikalströmungen und Horizontalströmungen in einer Tiefenschicht zu koppeln.

7.3 Vergleich mit Beobachtungen

In diesem Abschnitt werden zwei weitere Methoden angewendet, um die Horizontalskalen von Konvektionszellen zu ermitteln. Die erste Methode verwendet den Strahlenabstand und das feste Verhältnis von Fehlergeschwindigkeits- zu Vertikalgeschwindigkeitsvarianz. Die zweite Methode gibt eine verbesserte Schätzung der Größe von Konvektionszellen, indem sie die Phase von Vertikal- und Horizontalströmungen koppelt. Dazu wird ein vereinfachtes Geschwindigkeitsfeld einer Konvektionszelle an die beobachteten Geschwindigkeitszeitreihen angepaßt.

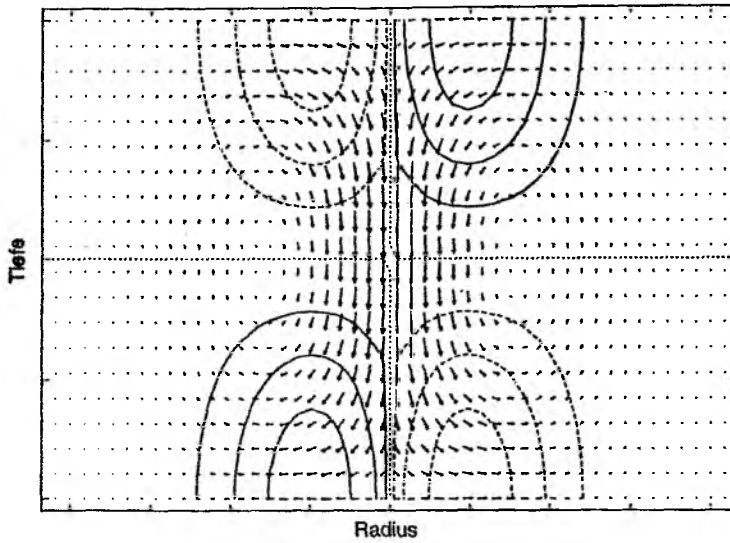


Abb. 7.9: Vertikalschnitt durch eine stark vereinfachte kinematische Modell-Konvektionszelle. Vektoren stellen die Vertikal- und Horizontalströmungen in der Schnittebene dar. Bei Rotation treten auch Strömungen senkrecht zur Schnittfläche auf, die durch Konturlinien dargestellt wurden. Durchgezogene Linien markieren Strömungen, die in die Fläche hineingehen, gestrichelte kommen heraus.

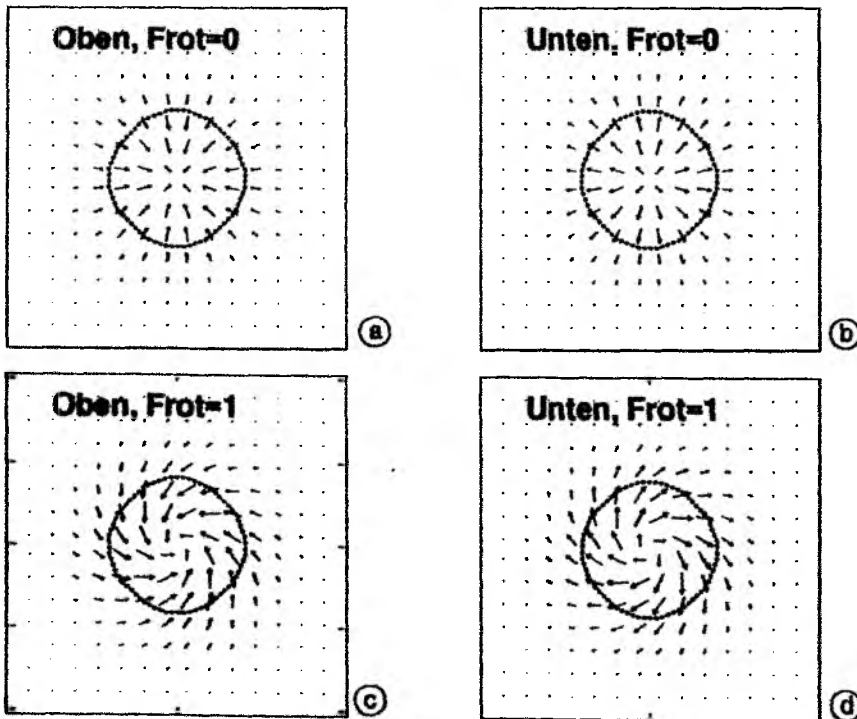


Abb. 7.10: Struktur der Horizontalströmungen an der Obergrenze (a,c) und nahe dem Boden (b,d). Die Nullkontur der Vertikalbewegungen ist gepunktet dargestellt. Zwei Fälle wurden unterschieden: ohne Rotation (a,b) und mit Rotation (c,d; $F_{rot} = 1$).

Statistische Bestimmung des Konvektionszellendurchmessers

Grönlandsee: Die prinzipielle Methode ist in Abschnitt 7.1.2 beschrieben worden. In Abbildung 7.11a,b ist analog zur Abbildungen 7.7b die Varianz der Vertikal- und Fehlergeschwindigkeit für vier unterschiedliche Zeiträume aus dem Grönlandsee-Experiment bei Stat. 319 dargestellt. Besonders vom 1.-3. Februar ist die Vertikalstruktur der Varianzen ähnlich zu dem erwarteten Bild mit abnehmender Varianz der Vertikalgeschwindigkeit und zunehmender Varianz der Fehlergeschwindigkeit bei größerer Entfernung vom ADCP (hier nach oben). Das Jahresmittel und die intensiven Vertikalbewegungen vom November 1988 zeigten keine deutliche Zunahme der Fehlergeschwindigkeitsvarianz. Als nächstes wurde der Quotient aus den beiden Standardabweichungen gebildet (Abb. 7.11c) und mit Hilfe der Beziehung:

$$\frac{Std(W)}{Std(E)} = F \left(\frac{L_{Strahl}}{L_{K.Zelle}} \right)$$

der typische Durchmesser der Konvektionszellen $L_{K.Zelle}$ ermittelt. Der funktionale Zusammenhang F wurde aus den Untersuchungen mit Hilfe des Konvektionszellen-Modells gewonnen (Abb. 7.6c) und durch ein Polynom 3. Ordnung angenähert. Die damit bestimmten Durchmesser von Konvektionszellen sind in Abbildung 7.11d dargestellt. Zwar ist die Größenordnung schon ganz realistisch, aber die Vertikalstruktur mit stark abnehmendem Zellendurchmesser war nicht sehr befriedigend. Ein Problem des Verfahrens liegt darin, daß auch 'normale' Meßfehler eine Varianz der Fehlergeschwindigkeit hervorrufen. Um dieses in erster Näherung zu berücksichtigen, wurde eine konstante Varianz abgezogen (bei Stat. 319 $0.4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$). Anfang und Mitte Februar lagen die Durchmesser der Konvektionszellen typischerweise zwischen 250 und 400m (Abb. 7.11f). Im November hingegen wurden Prozesse mit größeren Horizontalskalen registriert (z.B. interne Wellen).

Für das flache ADCP der Station T6 ergab das Verfahren ein qualitativ ähnliches Ergebnis. Bei dem tiefen Instrument wurden nicht genug Konvektionseignisse registriert, um eine statistische Auswertung zu ermöglichen.

Mittelmeer: Das gleiche Verfahren wurde auch für die vier ADCPs des kleinskaligen Dreiecks des THETIS-Experiments angewendet. Abbildung 7.12 zeigt jeweils die Varianzen der Vertikal- und Fehlergeschwindigkeiten für vier verschiedene Zeitbereiche. Durch das Verhältnis der beiden Standardabweichungen ließ sich der Konvektionszellendurchmesser bestimmen, nachdem die Varianzen reduziert wurden. Das nach oben ausgerichtete ADCP von Stat. A1 zeigte während der Woche vom 18.-24. Februar 1992 Konvektionszellendurchmesser von 400-500 m. Das Instrument darunter deutete an, daß die Horizontalskala mit der Tiefe zunahm. Ganz 'ähnliche' statistische Horizontalskalen von 400-800 m wurden bei den benachbarten Stationen T6 und A2 ermittelt (Abb. 7.12c,d). Die nach unten strahlenden Instrumente zeigten kein sehr konsistentes Bild der Horizontalskala. Teilweise nahm sie drastisch mit der Tiefe zu. Im den einzelnen Zeitreihen der Vertikalbewegungen gibt es keinen Hinweis auf so stark zunehmende Konvektionszellendurchmesser (Abb. 6.19,6.20).

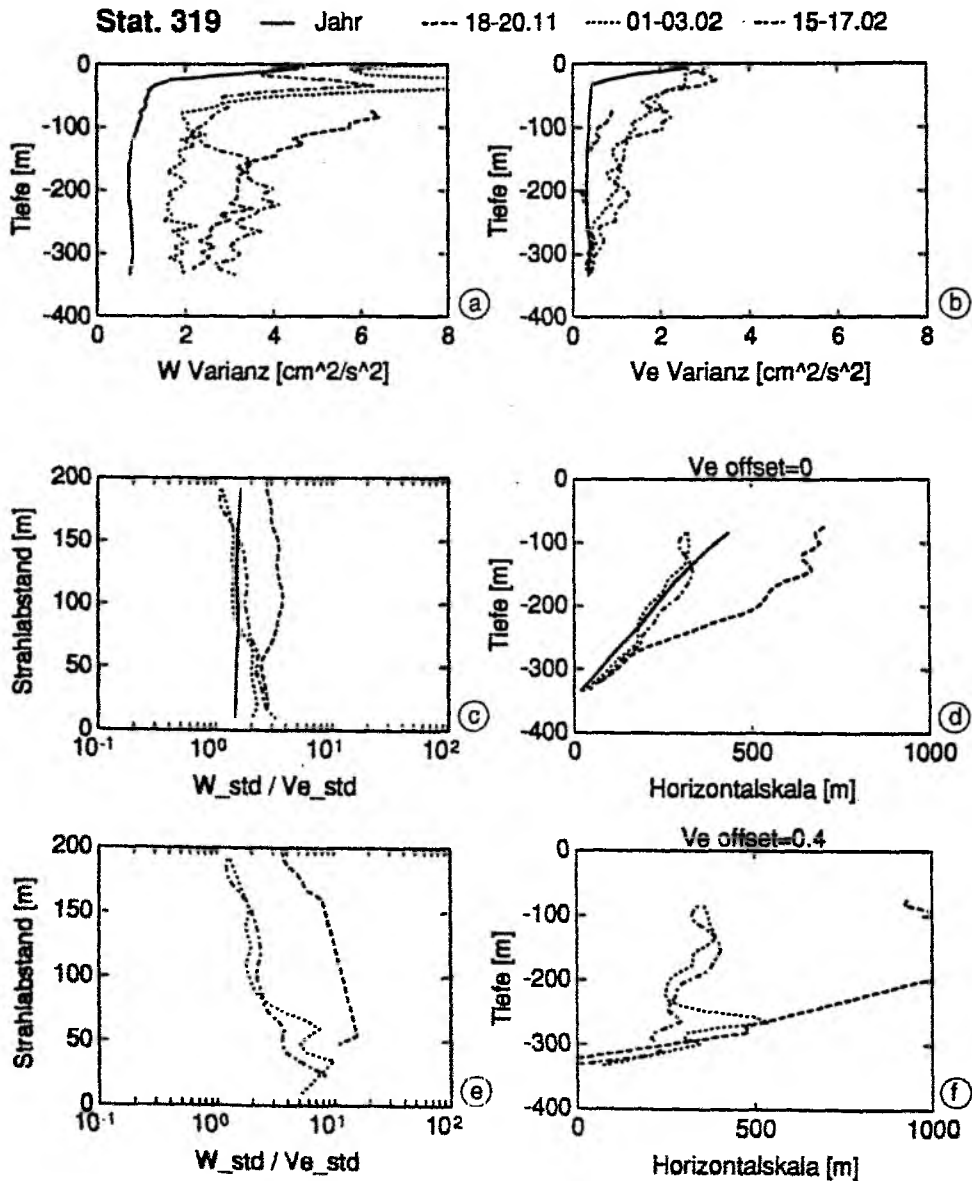


Abb. 7.11: Statistik der Vertikal- und Fehlergeschwindigkeit für vier Perioden bei Stat. 319. (a) Varianz der Vertikalgeschwindigkeit als Funktion der Tiefe. (b) wie a) für Fehlergeschwindigkeit. (c) Verhältnis der Standardabweichungen von Vertikal- und Fehlergeschwindigkeit. (d) Horizontalskala, z.B. Durchmesser der Konvektionszellen. (e,f) wie c,d), wobei eine konstante Varianz von $0.4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ abgezogen wurde.

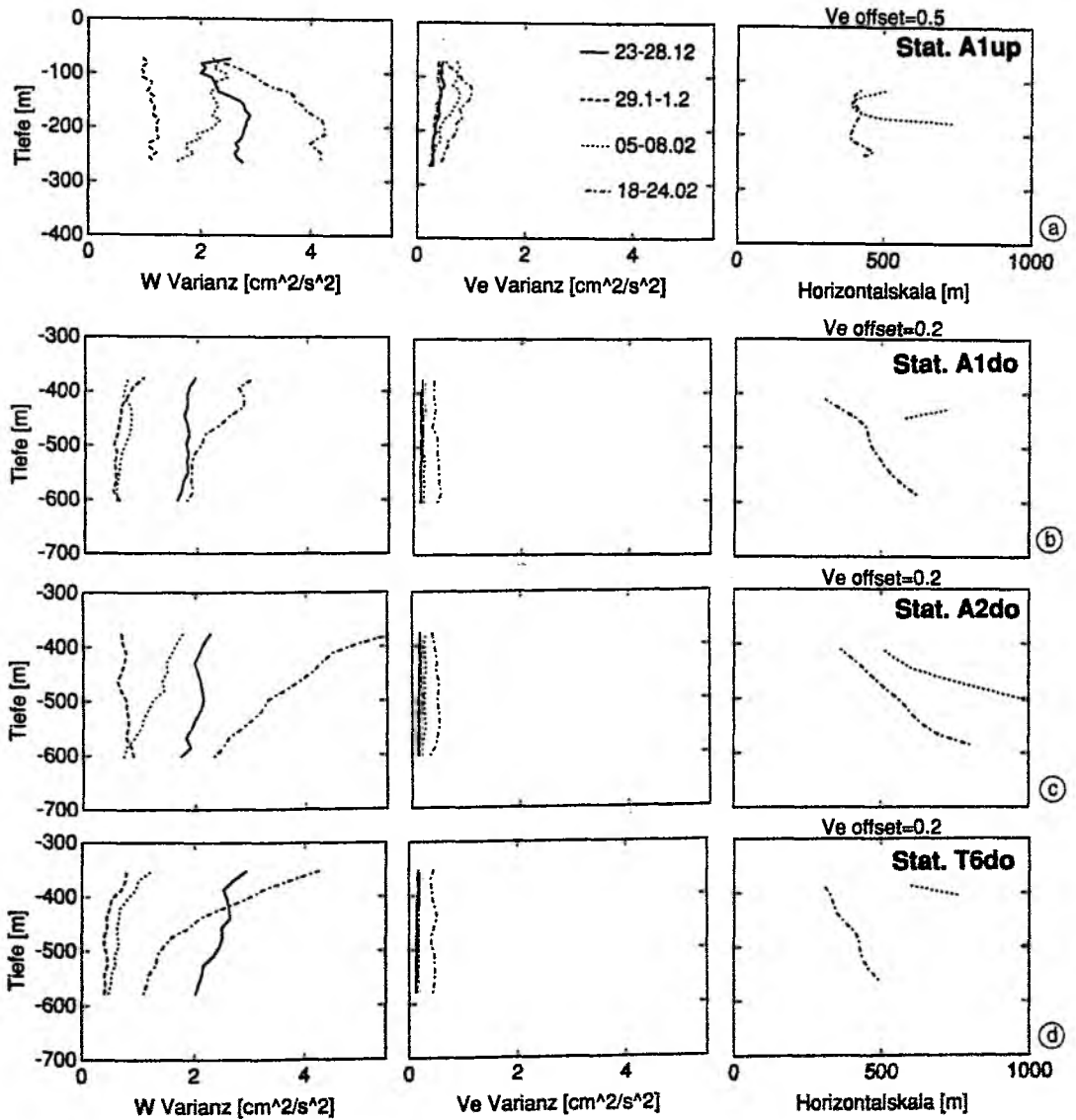


Abb. 7.12: Statistik der Vertikal- und Fehlergeschwindigkeiten für vier Perioden als Funktion der Tiefe sowie die daraus abgeleitete Horizontalskala, wobei eine konstante Varianz von 0.5 bzw. 0.2 cm²s⁻² abgezogen wurde.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß mit Hilfe der statistischen Auswertung der Vertikal- und Fehlergeschwindigkeitsvarianz eine sinnvolle Schätzung für die Horizontalskalen von Konvektionszellen erreicht werden konnte, wenn deren Durchmesser von der Größenordnung des Strahlenabstands ist.

Anpassung einer Modell-Konvektionszelle an Beobachtungen

Bei einer ausreichend starken mittleren Strömung sollten die beobachteten Zeitreihen einen Schnitt durch eine Konvektionszelle repräsentieren. Solch ein Schnitt läßt sich mit Hilfe der vereinfachten Modell-Konvektionszelle simulieren. Durch Vergleich der beobachteten und modellierten Geschwindigkeitszeitreihen lassen sich dann die Parameter der Modell-Konvektionszelle bestimmen. Die Variablen, die einen geraden Schnitt durch eine Modell-Konvektionszelle festlegen, sind die folgenden:

1. Die mittlere Advektionsgeschwindigkeit U_s .
2. Die Richtung der Advektionsgeschwindigkeit U_d .
3. Der Zeitpunkt t_0 der maximalen Abwärtsbewegung.
4. Die seitliche Versetzung X_m vom Zentrum der Konvektionszelle zum Zeitpunkt t_0 .
5. Die maximale Vertikalgeschwindigkeit W_0 der Konvektionszelle.
6. Der Durchmesser L der Konvektionszelle.
7. Die Wirbelaktivität F_{rot} .
8. Die Obergrenze der Konvektionszelle $Z1$.
9. Die Untergrenze der Konvektionszelle $Z2$.

Für einige Größen läßt sich eine ganz plausible erste Schätzung abgeben (z.B. $Z1, Z2$). Aber andere sind schwerer vorherzusagen (z.B. X_m, F_{rot}).

Die Anpassung der Variablen an die beobachteten Zeitreihen der Vertikal-, Fehler- und Horizontalströmungen erfolgte nach folgendem Verfahren: Zu Beginn erhielten alle Parameter eine erste Schätzung als Anfangswert. Die Anfangswerte wurden mit den erwarteten Schätzfehlern normiert. Entlang der so vorgegebenen Trajektorien durch die Konvektionszelle wurden die Geschwindigkeiten der Modell-Konvektionszelle so abgetastet, wie es das ADCP auch getan hätte unter Berücksichtigung der Strahlenseparation und Orientierung. Die Geschwindigkeitszeitreihen des Modells wurden mit den Beobachtungen verglichen. Die Summe der Abweichungsquadrate bestimmte die Güte der Anpassung. Abweichungen der Vertikalgeschwindigkeit wurden dreimal stärker 'bestraft' als die Differenzen der Horizontalgeschwindigkeiten, da die Vertikalbewegungen genauer gemessen werden können. Abweichungen zu Terminen mit großer

beobachteter Fehlergeschwindigkeit wurden weniger stark 'bestraft', da es auch Meßfehler gewesen sein könnten. Mit Hilfe des nichtlinearen Nelder Mead Simplex Algorithmus wurden die Parameter so verändert, daß die Summe der Abweichungsquadrate zwischen Modell und Beobachtungen minimal wurde.

Grönlandsee: Von den Messungen der Grönlandsee eigneten sich besonders die beiden tiefen Konvektionszellen vom März für diese Anpassung. Abbildung 7.13 zeigt die Anpassung an die gemessene Zeitreihe bei Stat. T6 aus 1230 m Tiefe am 16. März 1989. Bei einer Advektionsgeschwindigkeit von $U_a = 4 \text{ cm s}^{-1}$ in Richtung Nordwest ($U_d = 290^\circ$) wurde ein Konvektionszellendurchmesser von $\sim 700 \text{ m}$ ermittelt. Die beobachteten Horizontalströmungen ergaben die beste Übereinstimmung mit der Modell-Konvektionszelle bei einem Rotationsfaktor von $F_{rot} \sim 3$. Als Gegenbeispiel wurde eine Anpassung gerechnet, bei der keine Rotation der Konvektionszelle erlaubt war (Abb. 7.13h). Die Horizontalströmungen ergaben eine schlechtere Übereinstimmung als für die Anpassung mit Rotation. Am 16. März wurde also höchstwahrscheinlich in 1300m Tiefe eine antizyklonal rotierende Konvektionszelle beobachtet.

Die Anpassung an das zweite tiefreichende Konvektionsereignis, am 6. März 1989, ergab eine etwas größere Horizontalskala (900m). Die beste Übereinstimmung der Horizontalströmungen ließ sich allerdings ohne Rotation $F_{rot} \sim 0$ erreichen (Abb. 7.14)

Die Anpassungen einer Modell-Konvektionszelle an die beobachteten Zeitreihen erlaubte eine verbesserte Schätzung der Größe von Konvektionszellen. Weiterhin ließen sie Rückschlüsse auf das Rotationsverhalten zu.

Mittelmeer: Beim THETIS-Experiment gab es eine ganze Reihe von Konvektionszellen. Nur zwei sollen hier stellvertretend vorgestellt werden. In der Nacht vom 18. auf den 19. Februar wurde bei Stat. A1 eine Konvektionszelle registriert (siehe auch Abb. 6.19). Die Anpassung für zwei verschiedene Tiefen (265m und 400m) ergab einen Zellendurchmesser von ca. 400m bei geringer Rotation ($F_{rot} < 1$; Abb. 7.15). Die Übereinstimmung der Horizontalströmungen war nicht perfekt, aber die wesentlichen Strukturen ließen sich reproduzieren.

Ein paar Tage später, am 23. Februar 1992, wurde eine Konvektionszelle mit schwächerer Vertikalbewegung bei Stat. A1 beobachtet (siehe auch Abb. 6.20). Leider war die mittlere Advektion nicht sehr stark, und es ergab sich eine Uneindeutigkeit. In Abbildung 7.16 sind zwei Anpassungen dargestellt. Je nachdem, was als Anfangswert vorgegeben wurde, ergab sich einmal ein Konvektionszellendurchmesser von ca. 900m, und ein anderes Mal einer von nur 400m. Beide simulierten Zeitreihen der Horizontalströmungen gaben die beobachteten Strukturen angenähert wieder, was zeigt, daß das Problem unterbestimmt war. In diesem Fall war es nicht möglich, eine verbesserte Schätzung der Horizontalskala zu erhalten. Unabhängig von der Größe zeigten aber beide Anpassungen, daß die Konvektionszelle zyklonal rotierte ($F_{rot} \sim 3$).

Es gibt somit einen Hinweis darauf, daß es am Anfang der Konvektionswoche bei starken Auftriebsflüssen nur schwach rotierende Konvektionszellen gab. Nach ein paar Tagen wurden

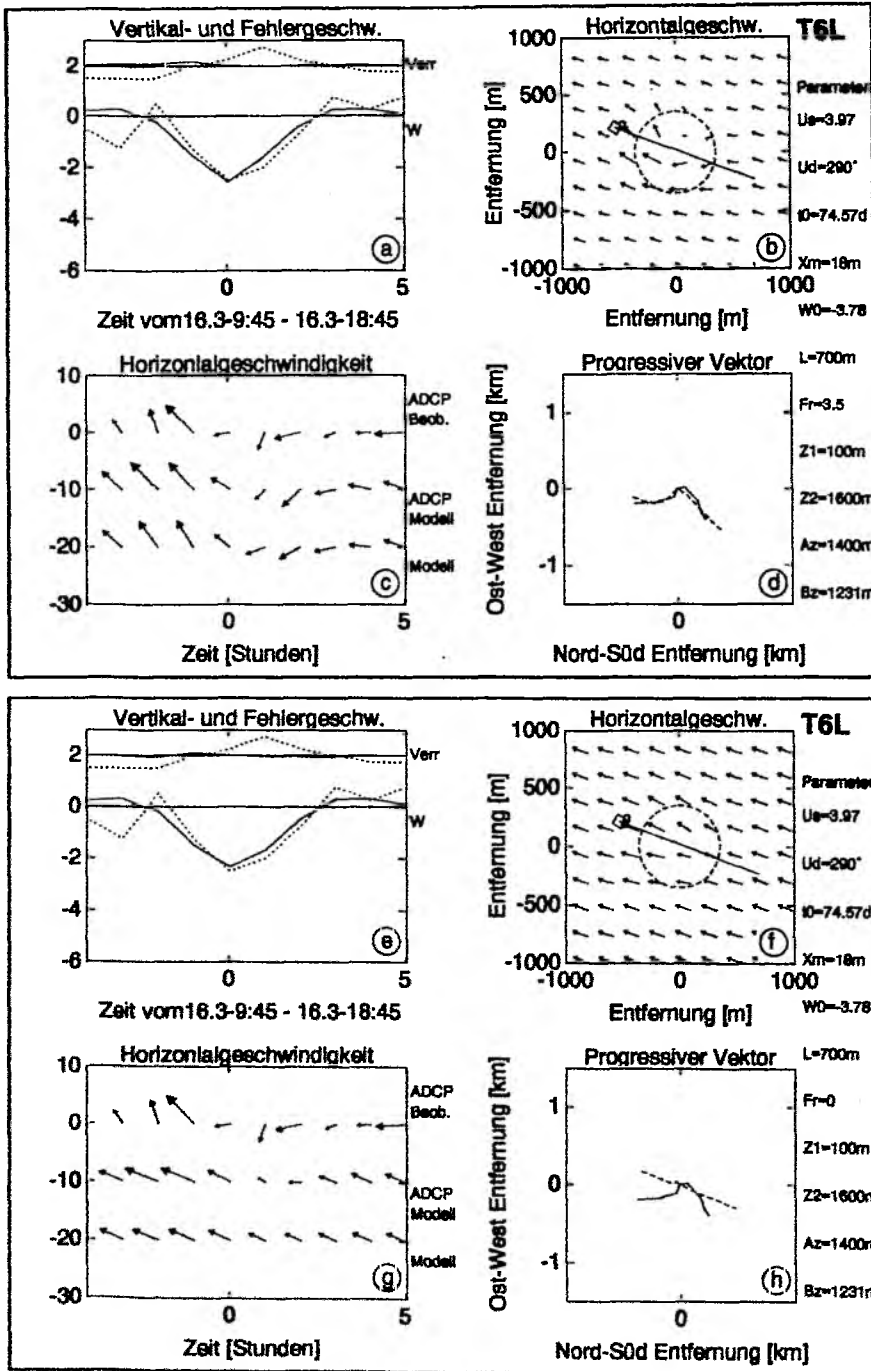


Abb. 7.13: Anpassung bei Stat. T6 vom 16. März 1989 in 1230m Tiefe. (a) Zeitreihen der beobachteten Vertikal- und Fehlergeschwindigkeit (gepunktet) und Modell (durchgezogen). (b) Karte der Horizontalströmungen mit Lage des ADCP-Schnitts zur Konvektionszelle. (c) Zeitreihen der beobachteten Horizontalströmung sowie des Modells. Die mittlere Zeitreihen berücksichtigt die Strahlenseparation im Modell. (d) Progressives Vektordiagramm mit beobachteten (durchgezogen) und angepassten Horizontalströmungen (gestrichelt). Das Zentrum der Konvektionszelle liegt bei Null. (e-h) Wie (a-d), wobei keine Rotation erlaubt wurde.

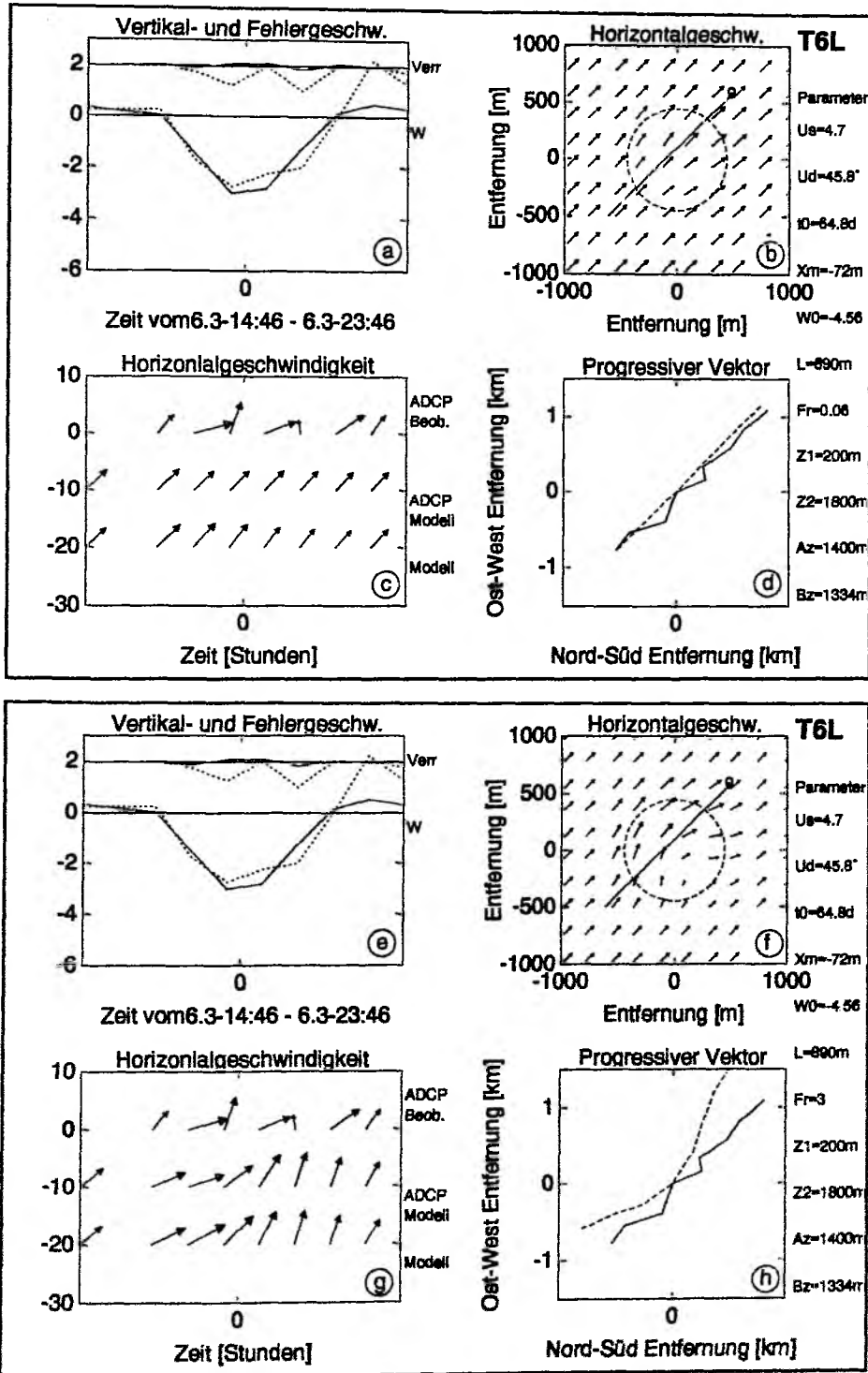


Abb. 7.14: wie Abb. 7.13 für den 6. März in 1230m Tiefe. (e-h) wie (a-d), wobei eine Rotation von $F_{rot} = 3$ vorgeschrieben wurde.

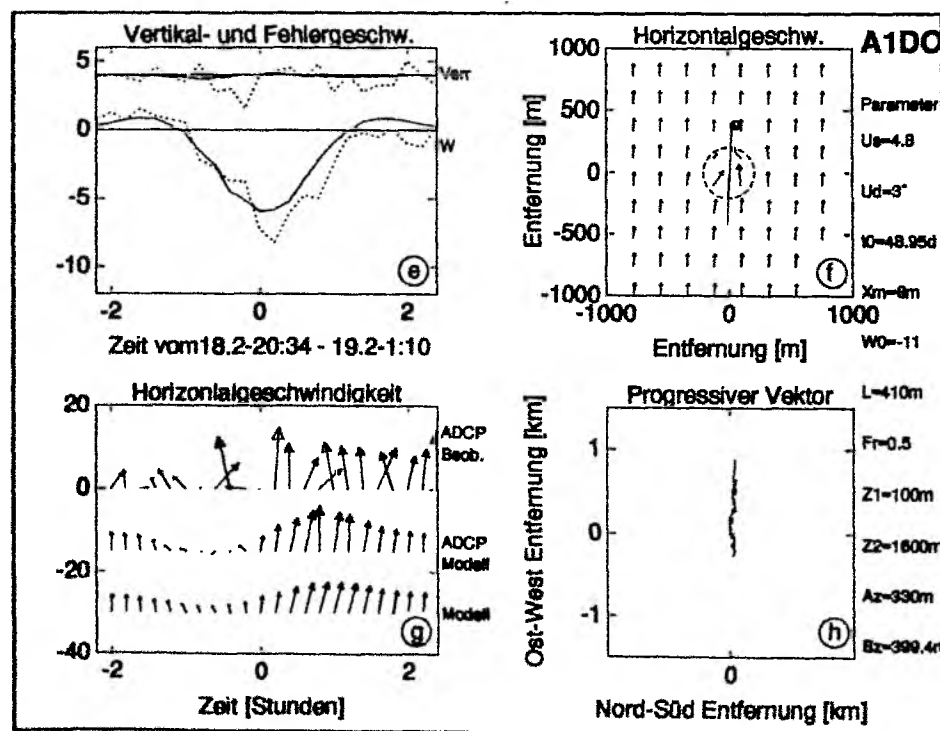
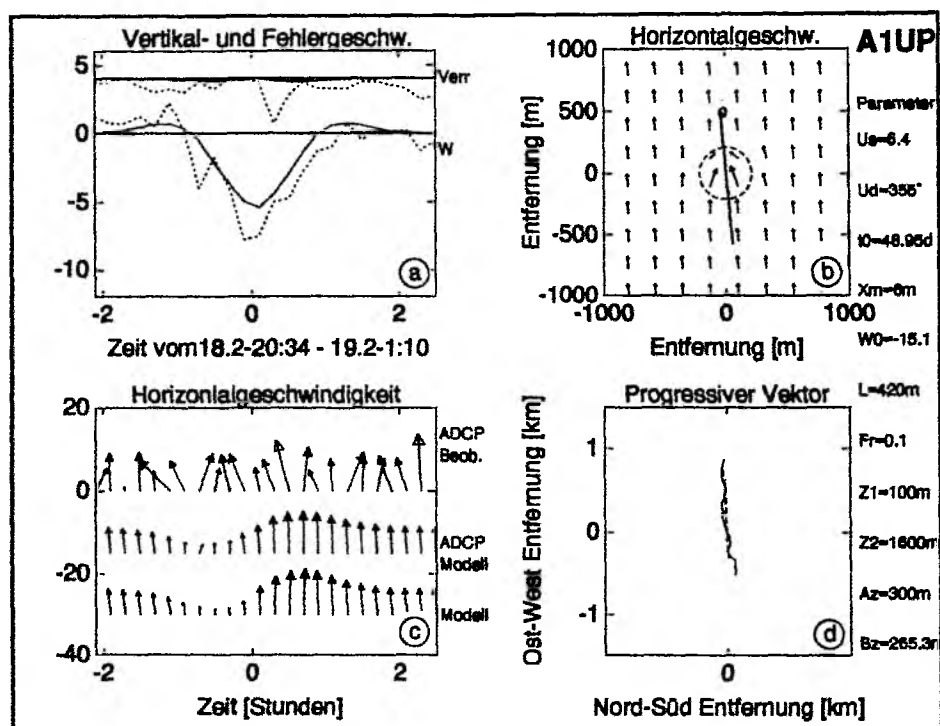


Abb. 7.15: Anpassung einer Modell-Konvektionszelle an beobachtete Zeitreihen vom 18.-19. Februar in 265m Tiefe bei Stat. A1. (a-d) Wie Abb. 7.13 und (e-h) wie (a-d) für 400m Tiefe.

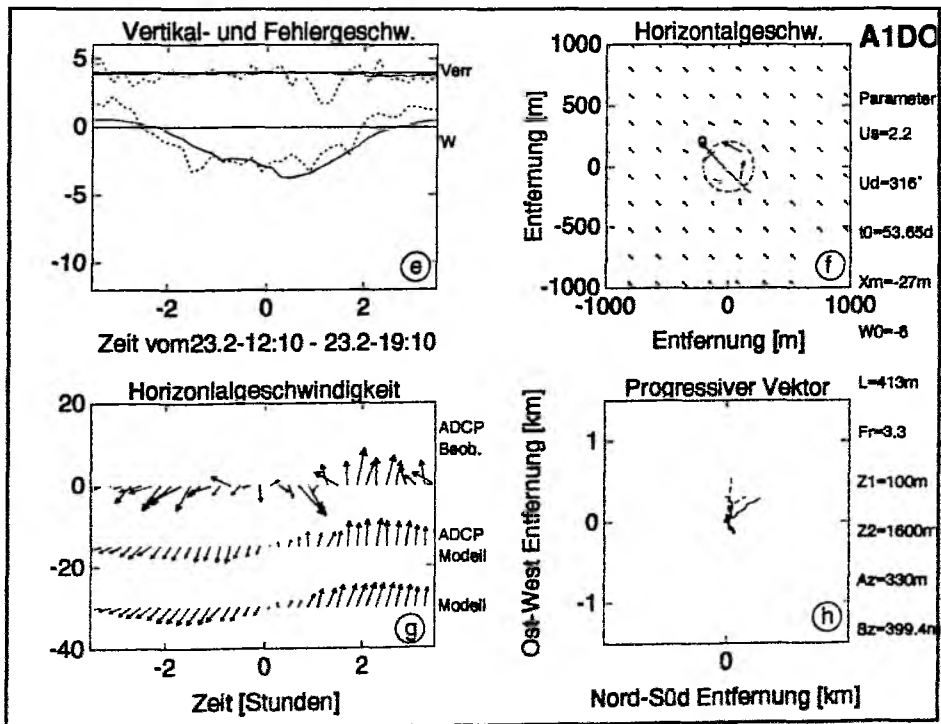
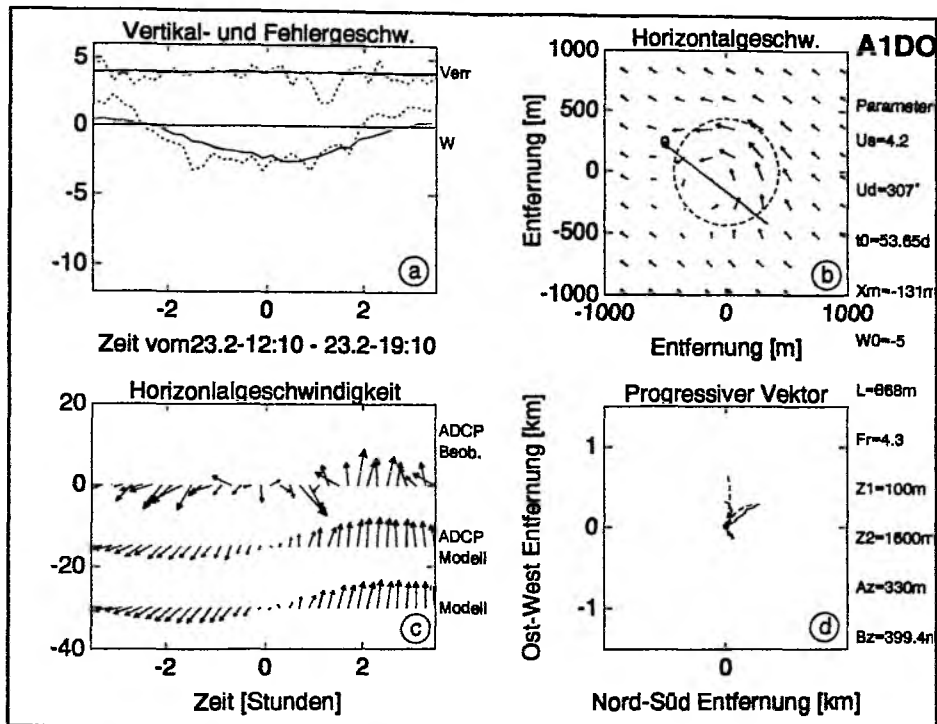


Abb. 7.16: Wie Abb. 7.13 für den 23. Februar in 400m Tiefe bei Stat. A1. (e-h) wie (a-d) für einen Konvektionszellendurchmesser von 400m.

stärker rotierende Konvektionszellen bei geringeren Auftriebsflüssen beobachtet. Eine systematische Auswertung aller Konvektionszellen steht noch aus und konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht erfolgen.

Kapitel 8

Diskussion zur Kinematik von Konvektionszellen

In diesem Teil der Arbeit wurden Beobachtungen der Kinematik von Konvektionszellen vorgestellt. Theoretische Betrachtungen in schwach geschichteten Regimen ergaben, daß die Rotation der Erde wichtig werden kann. Ein Maß für die Bedeutung von Rotation bei Konvektion ist die dimensionslose Rossbyzahl. Die fundamentale Bedeutung der 'natürlichen' Rossbyzahl Ro_* für Konvektion wurde durch numerische Modelle (Jones und Marshall, 1993) und Laborexperimente bestätigt (z.B. Maxworthy und Narimousa, 1991). Hier wurde vorgestellt, wie sich die Geschwindigkeitsskala U_{rot} (Vertikalgeschwindigkeit) und die dazugehörige Längenskala L_{rot} aus zwei unterschiedlichen Balancen der mechanischen Energiegleichung herleiten lassen (reibungsfreie und dissipative Balance; Anhang C). Bei kleinen Vertikalskalen und großem Auftriebsfluß ergibt sich eine große Rossbyzahl ($Ro_* \gg 1$). Die Erdrotation ist damit nicht wichtig und es herrscht dreidimensionale Turbulenz ohne ausgezeichnete Richtungen, z.B. in der flachen Deckschicht. Vertieft sich die Deckschicht oder nimmt der Auftriebsfluß ab, so kann die Rossbyzahl in die Größenordnung von eins kommen. Die kritische Tiefe ist dabei L_{rot} . Bei Konvektionstiefen größer als L_{rot} gibt es ausgezeichnete Richtungen im System. Die Vertikalbewegung kann nicht mehr beliebig groß werden und regt auf Grund der Vorticityerhaltung Horizontalbewegungen an. Die Konvektionselemente beginnen sich zu Zellen zu organisieren und sollten spiralförmige Abwärtsbewegungen zeigen. Wenn die Rossbyzahl weiterhin abnimmt ($Ro_* \ll 1$), werden die Konvektionszellen in geostrophische Balance gelangen. Die relevante Horizontalskala ist dann der Rossbyradius R_r .

In Abbildung 8.1 werden die beobachteten Radien von Konvektionszellen den theoretischen Längenskalen L_{rot} und R_r gegenübergestellt. Dafür wurden aus den meteorologischen Beobachtungen die Größenordnung der Auftriebsflüsse B_0 abgeleitet (Tab. 6.6). Ein Bereich der Eindringtiefen von Konvektionszellen (Vertikalskala H) ließ sich mit Hilfe der Temperaturzeitreihen oder aus hydrographischen Stationen angeben. Durch B_0 , H und f läßt sich die Größenordnung der Rossbyzahl Ro_* angeben. Weiterhin sind durch diese drei äußeren Parameter auch

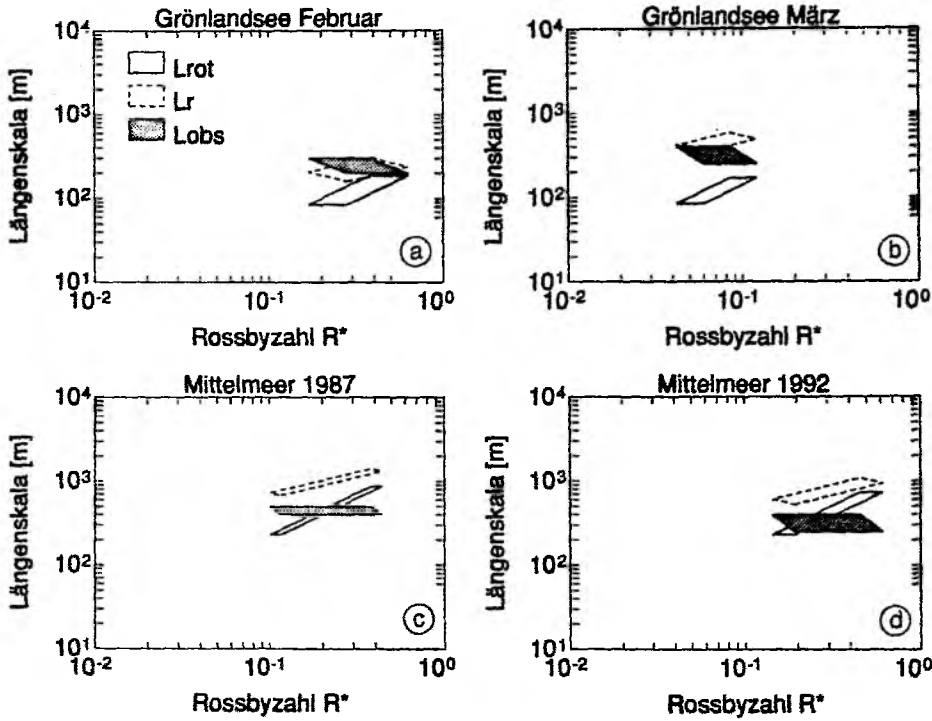


Abb. 8.1: Konvektionszellen-Skalierung: Radius von beobachteten Konvektionszellen und theoretische Skalierungen (L_{rot} und $R_r = L_r$) als Funktion der Rossbyzahl Ro_* für verschiedene Konvektionsphasen und -regionen aufgetragen. (a) Februar 1989 in der Grönlandsee, (b) März 1989 Grönlandsee, (c) Konvektionswoche im Februar 1987 Mittelmeer und (d) Konvektionswoche im Februar 1992 Mittelmeer.

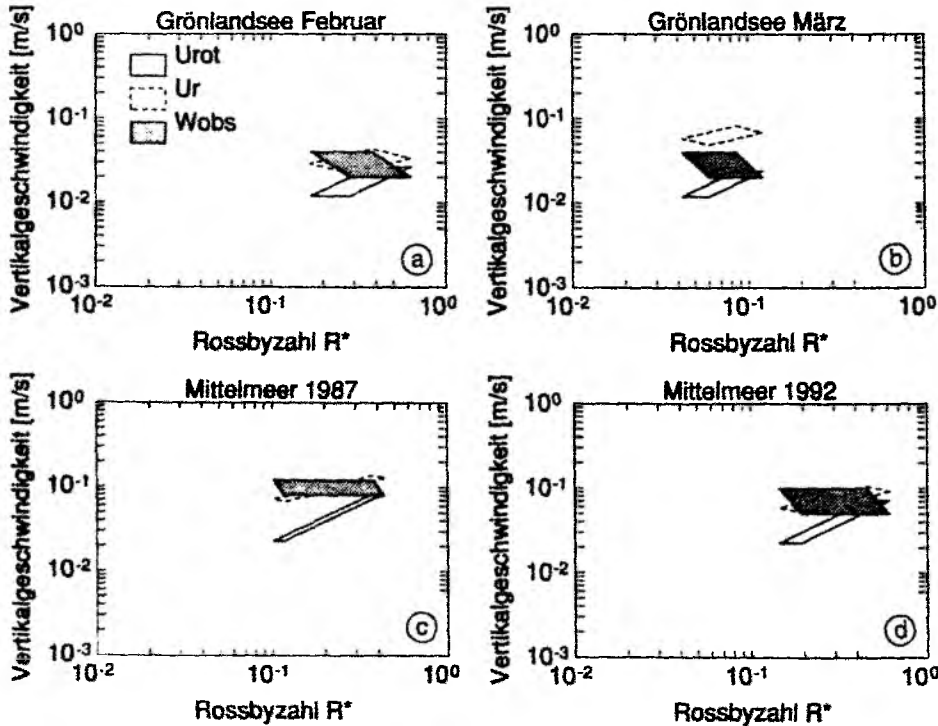


Abb. 8.2: Konvektionszellen-Skalierung: Maximale beobachtete Vertikalgeschwindigkeit von Konvektionszellen und theoretische Geschwindigkeitsskalierungen (U_{rot} und U_R) als Funktion der Rossbyzahl Ro_* für verschiedene Konvektionsphasen und -regionen aufgetragen.

die Längenskalen L_{rot} und R_r bestimmt.

Im Februar stimmten die beobachteten Radien der Konvektionszellen eher mit dem Rossbyradius ($Lr = R_r$) als mit der Skala L_{rot} überein (Abb. 8.1a). Allerdings ist der Unterschied zwischen den beiden Skalen nicht groß. Etwas deutlicher wird es für die tiefreichenden Konvektionszellen im März 1989. Beide Mittelmeerexperimente hingegen zeigten (Abb. 8.1c,d), daß die beobachteten Konvektionszellen eher der Skalierung L_{rot} als dem Rossbyradius entsprechen. Zwei Gründe könnten diesen Unterschied zwischen der Grönlandsee und dem Mittelmeer bewirkt haben: Zum einen waren die Auftriebsflüsse im Mittelmeer um eine Größenordnung stärker als in der Grönlandsee (Tab. 6.6b). Die kritische Vertikalskala L_{rot} kann dadurch im Mittelmeer 1000m erreichen (Tab. 9). Weiterhin haben die ADCPs in beiden Mittelmeerexperimenten nur den oberen Teil der Konvektionszellen gesehen (300-600m bei Konvektionstiefen von 1500-2000m). In der Grönlandsee wurden sowohl bei den flachen Eindringtiefen im Februar als auch bei dem 1400m tiefen Instrument im März jeweils der untere Teil der Konvektionszellen beobachtet. In der Grönlandsee waren die Auftriebsflüsse kleiner und somit auch die Rossbyzahl. Kleine Rossbyzahlen würden einen Konvektionszellenradius von R_r erwarten lassen.

Die gleiche Art der Darstellung wurde auch für die Geschwindigkeitsskalen U_{rot} und U_{Rr} gewählt (Abb. 8.2). Die beobachteten Vertikalgeschwindigkeiten lassen sich einigermaßen gut durch U_{rot} skalieren. Allerdings sind bei Rossbyzahlen nahe eins beide Skalierungen gleich. Nur für die tiefen Konvektionszellen in der Grönlandsee war die Rossbyzahl deutlich kleiner als eins ($Ro_* < 0.1$). Die beobachteten Vertikalgeschwindigkeiten stimmen dort mit U_{rot} überein.

Die Statistik der Vertikalgeschwindigkeiten in Konvektionsgebieten wurde im Abschnitt 7.1.1 näher untersucht. Generell zeigen Konvektionszellen eine schiefe Häufigkeitsverteilung der Vertikalgeschwindigkeiten: Große Abwärtsbewegung erfolgt in einem kleinen Gebiet und schwache Aufwärtsbewegungen in der flächenmäßig größeren Umgebung. Es zeigte sich, daß die höheren statistischen Momente (Schiefe und Exzeß) beide von der Konvektionshäufigkeit abhängig sind. Die Schiefe wird reduziert, wenn die Konvektionszellen dicht 'gedrängt' auftreten und stärkere Aufwärtsbewegungen zwischen den Konvektionszellen vorkommen. Der Exzeß der Vertikalgeschwindigkeiten ist bei seltenen starken Abwärtsbewegungen erhöht. Er nimmt ab, wenn viele Konvektionszellen in einem Gebiet dicht beieinander liegen. Die beobachteten Häufigkeitsverteilungen der Vertikalgeschwindigkeiten bestätigten dieses Ergebnis. Im Mittelmeer, wo besonders viele Konvektionszellen auftraten, war der Exzeß geringer als in der Grönlandsee.

Send und Marshall (1993) zeigen mit Hilfe von Vorticityargumenten, daß im Inneren der Konvektionsregionen nur sehr kleine mittlere Vertikalgeschwindigkeiten auftreten dürfen ($O(mm\,s^{-1})$). Im Abschnitt 7.1.1 wurde gezeigt, daß bei den schiefen Verteilungsfunktionen der Vertikalgeschwindigkeit Vorsicht mit Mittelwerten entlang von Trajektorien geboten ist. Einzelne Schnitte durch Konvektionszellen können Mittelwerte der Vertikalgeschwindigkeit ergeben, die stark vom Flächenmittel abweichen. Trotzdem muß sich bei einem längeren Mitte-

lungsintervall (viele zufällige Trajektorien) das Flächenmittel ergeben.

Das Konvektionsexperiment vom Winter 1988/89 aus der Grönlandsee sowie das 'THETIS'-Experiment im nordwestlichen Mittelmeer zeigten beide keine signifikanten mittleren Abwärtsbewegungen während der Konvektionsperioden. Das steht im Widerspruch zum ersten Mittelmeerexperiment von Winter 1987, wo Schott und Leaman (1991) eine mittlere Abwärtsbewegung von ca. 1 cm s^{-1} über die Konvektionswoche beobachtet haben. Möglicherweise wurde im Winter 1987 eine 'Gruppe' von Konvektionszellen innerhalb eines 'alten' Instabilitätswirbels beobachtet. Die Zeitreihen der Horizontalgeschwindigkeit sind konsistent mit einem nach Westen driftenden Wirbel von 10km Durchmesser. Es könnten aber auch topographiegeführte Mäander des 'Randstromes' beobachtet worden sein. Weiterhin wurden in unmittelbarer Nähe des 'Randstroms' im numerischen Modell auch mittlere Abwärtsbewegungen von $1\text{--}2\text{ cm s}^{-1}$ beobachtet (Send und Marshall, 1993). Ob eine von diesen Möglichkeiten verantwortlich für die beobachtete mittlere Abwärtsbewegung ist, konnte nicht abschließend geklärt werden.

Die verankerten ADCPs haben wertvolle Erkenntnisse über die Größenordnung der Horizontalskalen von Konvektionszellen geliefert, aber es ist bisher nicht überzeugend gelungen, eine Konvektionszelle von der Oberfläche bis zum Boden zu 'vermessen'. Einzelne ADCPs decken mit 200-300m Reichweite einen zu kleinen Bereich ab, um eine meßbare Änderung des Durchmessers mit der Tiefe festzustellen. Die Verankerungen hatten zwar auch Rotorstrommesser in größeren Tiefen, aber ohne Vertikalgeschwindigkeitsmessungen ist es schwierig, das Zentrum der Konvektionszellen zu finden. Aus der Rotation der Horizontalströmung alleine war es (mir) nicht möglich, eine glaubwürdige Horizontalskala anzugeben. Weiterhin kann vertikale Scherung der Horizontalströmung Konvektionszellen schräg stellen. Dadurch können Teile der Konvektionszelle von der Verankerung 'verpaßt' werden (siehe auch Schott et al., 1993). Deshalb konnte hier über Änderungen des Konvektionszellendurchmessers mit der Tiefe nichts ausgesagt werden.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Beobachtungen der Vertikal- und Horizontalströmungen einen ersten Einblick in die Kinematik von Konvektionszellen ermöglicht haben.

Teil III

Vermischung der neu gebildeten Wassermassen

Kapitel 9

Temperaturzeitreihen aus mittleren Tiefen

In diesem Abschnitt werden mit Hilfe von Temperaturzeitreihen aus mittleren Tiefen einige Aspekte zur Ausbreitung und Vermischung der durch Konvektion erneuerten Wassermasse diskutiert.

9.1 Grönlandsee

Im Zentrum der Grönlandsee wurden über zwei Winter von 1988 bis 1990 die Temperaturen in 1400m Tiefe registriert (Grönlandsee-Monitoring). Durch Konvektion kommen kalte und salzarme Wassermassen in größere Tiefen (Abb. 2.12). Abbildung 9.1 zeigt die Temperaturentwicklung bei Stat. T6 in 1400m Tiefe für den Winter 1988/89. Die Konvektionsereignisse von Anfang und Mitte März waren der Anfang einer erhöhten Temperaturvarianz, die drei Monate lang anhielt (Abb. 9.1b). Die Schiefe der Temperaturzeitreihe markiert ganz gut die Konvektionsereignisse, bei denen kalte Wassermassen für kurze Zeit registriert wurden. Die Vertikalgeschwindigkeiten zeigten nur im März Abwärtsbewegungen von $3\text{--}4\text{ cm s}^{-1}$ in 1400m Tiefe, später waren sie kleiner als $1\text{--}2\text{ cm s}^{-1}$ und gaben keinen Hinweis auf Konvektionsereignisse (Abb. 2.10b).

Derartige Temperaturschwankungen können kaum durch vertikale Grenzflächenauslenkung (z.B. interne Wellen oder winderzeugte Wirbel) hervorgerufen werden, da die beobachteten vertikalen Temperaturgradienten nur schwach waren. Die Auslenkungen müßten mehrere 100m betragen haben.

Möglicherweise wurde dieses Signal durch Wirbel verursacht, die durch barokline Instabilitäten des Randstromes entstanden sind (Gascard, 1978; Send und Marschall, 1993). Es könnten aber auch Konvektionszellen sein, die ein geostrophisches Gleichgewicht erreicht haben. Im Inneren dieser Wirbel sollte die kalte, neu gebildete Wassermasse liegen. Die isopyknische Vermischung von Wassermassen, die in Wirbeln eingeschlossen sind, erfolgt im wesentlichen

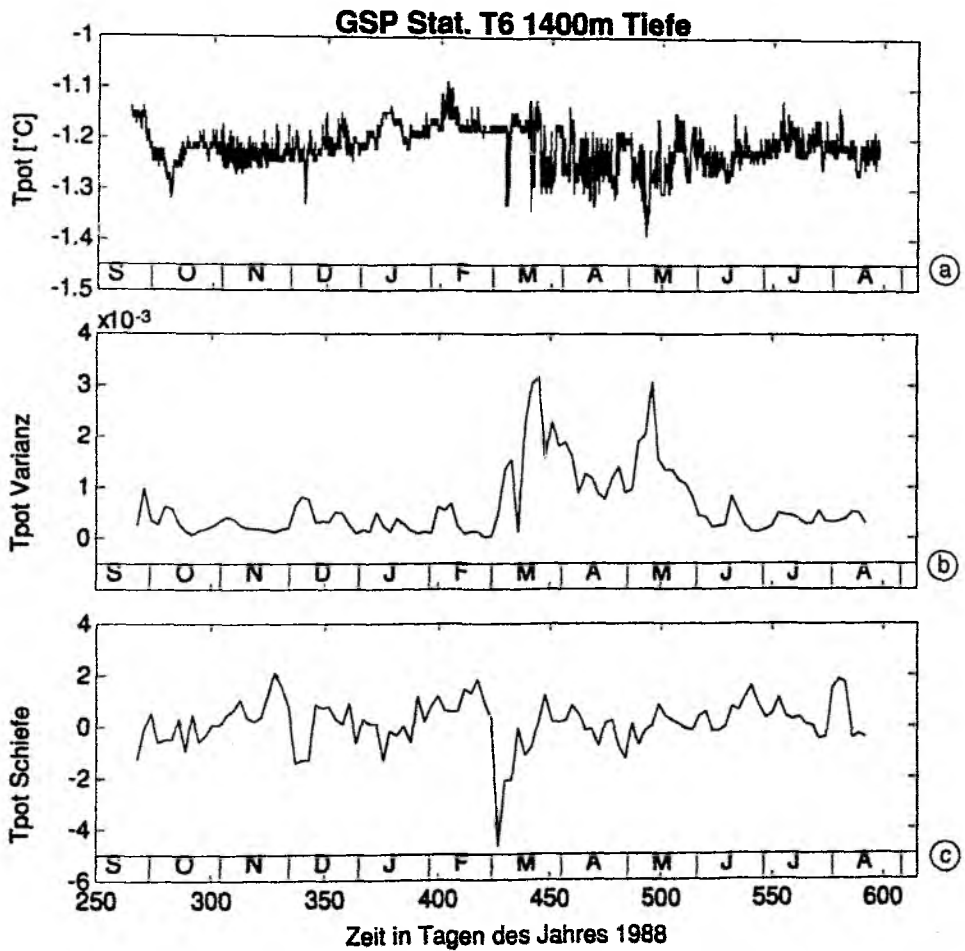


Abb. 9.1: (a) Zeitreihe der Temperatur aus 1400 m Tiefe bei Stat. T6 vom Sommer 1988 bis Sommer 1989. (b) Varianz der Temperatur über eine Woche gleitend bestimmt. (c) Schiefe der Temperatur über eine Woche gleitend bestimmt.

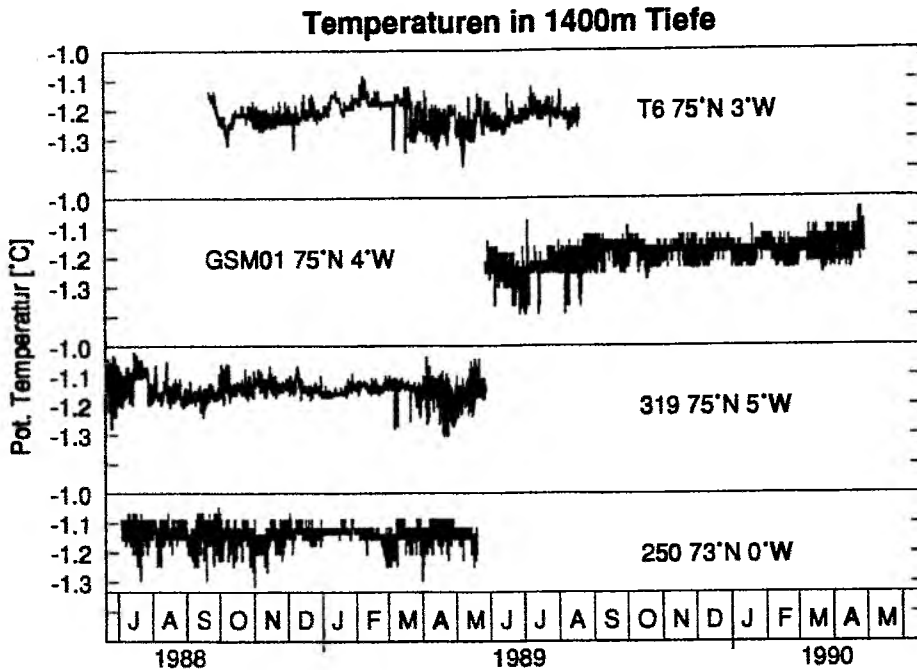


Abb. 9.2: Zeitreihen der potentiellen Temperaturen für vier Verankerungen aus der Grönlandsee zwischen dem Sommer 1988 und dem Sommer 1990.

durch Reibung an den Grenzflächen und durch Wechselwirkung zwischen Wirbeln. Beides sind 'langsame' Vermischungsprozesse und können Zeitskalen von mehreren Wochen haben.

Wenn die beobachteten Temperatursignale durch Wirbel hervorgerufen wurden, die Konvektionswasser im Inneren haben, reicht eine einzige Station in der Nähe der Konvektionsregion aus, um festzustellen, ob Konvektion dort oder in der weiteren Umgebung stattgefunden hat. Es ist also kaum möglich, die Auswirkungen der Konvektion zu 'verpassen'.

Abbildung 9.2 zeigt dazu alle Temperaturzeitreihen in 1400m Tiefe aus der Grönlandsee. Die Stationen 319 und T6 registrierten beide das kalte Wasser zwischen Ende März und Mai. Die im Juni 1989 ausgelegte GSM01 Station zeigte auch eine erhöhte Varianz in der ersten Zeit. Ende August 1989 wurde noch zweimal Abkühlung registriert, und danach erwärmte sich die Temperatur bis zum Ende der Auslegung im April 1990. Die Temperaturen in 1400m Tiefe bestätigen die Vermutung (Abschnitt 2.1.7), daß im Winter 1989-90 keine tiefreichende Konvektion in der zentralen Grönlandsee stattgefunden hat.

Wenn die neu gebildeten Wassermassen durch Wirbel aus der Konvektionsregion heraus transportiert werden, sind Temperaturzeitreihen aus mittleren Tiefen hilfreich, um festzustellen, ob in einem Winter Konvektion auftrat oder nicht. Diese Vorstellung ist auch konsistent mit den Beobachtungen aus dem Winter 1987-1988, wo Rudels et al. (1989) im Februar 1988 Fragmente von Konvektion bei einer hydrographischen Station beobachteten (74°45'N, 2°30'W). Die kalten Wassermassen, die bei Stat. 319 in 1400m Tiefe (Abb. 9.2) noch im Juli 1988 registriert wurden, könnten durch Konvektion im Winter 1988 erzeugt worden sein.

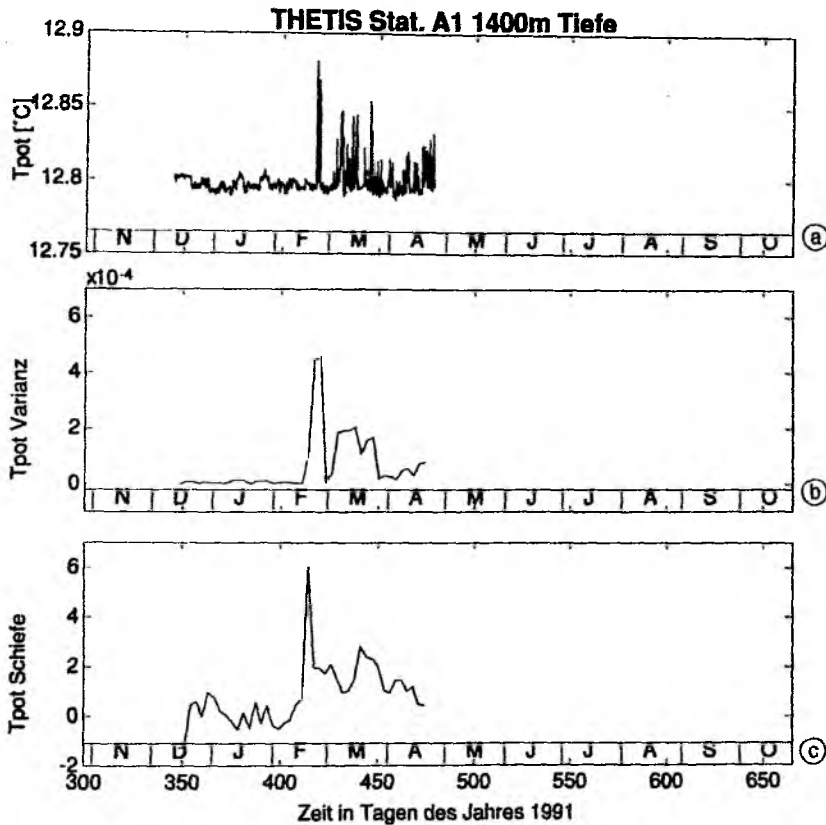


Abb. 9.3: (a) Zeitreihe der Temperatur aus 1400 m Tiefe bei Stat. A1 vom Dezember 1991 bis April 1992. (b) Varianz der Temperatur über eine Woche gleitend bestimmt. (c) Schiefe der Temperatur über eine Woche gleitend bestimmt.

9.2 Mittelmeer

Im westlichen Mittelmeer wurden während des THETIS-Experiments ebenfalls Temperaturen in mittleren Tiefen registriert (Schott et al., 1993). Abbildung 9.3 zeigt die Temperaturzeitreihe aus 1400m Tiefe bei Stat. A1. Ähnlich wie in der Grönlandsee ist das Temperatursignal der Konvektion im Februar zu erkennen. Im Mittelmeer bringen die Konvektionszellen wärmere (und salzreichere) Wassermassen in die Tiefe (siehe auch Abschnitt 2.2.4).

Die Varianz der Temperatur blieb für mehrere Wochen erhöht und zeigte damit ein ähnliches Zeitverhalten wie in der Grönlandsee. Selbst hier scheint es keine vollständige horizontale Vermischung gegeben zu haben, obwohl starke Vertikalgeschwindigkeiten mehrere Tage lang beobachtet wurden (Abb. 2.29).

Auch hier könnten die Temperatursignale durch Instabilitätswirbel mit Konvektionswasser im Inneren erzeugt worden sein. Möglicherweise lassen sich aus den Horizontalströmungen des Verankerungs-Dreiecks die Größe und die Temperaturstruktur von solchen Wirbeln ableiten. Während des THETIS-Experiments wurden auch Tiefendrifter eingesetzt (Gascard, LODYC), die ebenfalls Hinweise auf das Wirbelfeld nach der Konvektionswoche geben könnten.

Schlußfolgerungen

Verankerte akustische Dopplerprofilstrommesser (ADCPs) ergeben zusammen mit Thermistorketten ein gutes Beobachtungssystem in Konvektionregionen. Die Labilisierung der Schichtung läßt sich durch Temperatursensoren der Thermistorketten verfolgen. Wenn der Ozean nur noch schwach geschichtet ist, geben Temperaturmessungen alleine keine Auskunft mehr darüber, ob die Wassersäule gerade aktiv durchmischt wird oder nicht. Letzteres läßt sich aber gut aus den Vertikalgeschwindigkeitsmessungen ablesen. Sie zeigen bei Konvektion eine erhöhte Varianz und eine negative Schiefe der Verteilungsfunktion. Um zu entscheiden, ob gerade Tiefenwasser gebildet wird, braucht man kein Instrument, daß Profile der Geschwindigkeiten registriert. Aber die Möglichkeit, Geschwindigkeiten aus der Entfernung zu messen war z.B. sehr nützlich, bei der Registrierung von Eisdrift in der Grönlandsee. Weiterhin ermöglichte die Separation der Schallstrahlen kleinräumige Geschwindigkeitsstrukturen durch erhöhte Fehlergeschwindigkeit zu identifizieren.

Sowohl die Beobachtungen als auch Modellstudien haben gezeigt, daß Konvektion auf kleinen Skalen von 500-1000 m Durchmesser auftritt. Ein Ensemble von solchen Konvektionszellen ('plumes') vermischt ein größeres Gebiet ('chimney'). Die Größe des durchmischten Gebietes scheint unabhängig von den Konvektionszellen zu sein und wird durch die räumliche Struktur der Schichtungsverhältnisse oder äußeren Anregung vorgegeben. Typische Durchmesser der Tiefenwasserbildungsregionen sind 25-70 km.

Vergleicht man die Skalen der Konvektion mit der Auflösung von Klimamodellen (50-250 km), so sind weder die Konvektionszellen noch die -gebiete gut aufgelöst. Um die Tiefenwasserbildung in einem numerischen Modell mit grober Auflösung zu verbessern, sollten zwei Dinge berücksichtigt werden: Was ist der integrale Effekt von Konvektionszellen? und wird die Schichtungsentwicklung vernünftig aufgelöst?

Send und Marshall (1993) meinen, daß sich der integrale Effekt von Konvektionszellen durch einen erhöhten (aber endlichen) Austauschkoeffizienten parametrisieren läßt. Prinzipiell bedeutet das: die Konvektionszellen sind ein effektiver Vermischungsmechanismus. Die Beobachtungen aus mittleren Tiefen vom Winter 1992 zeigten allerdings, daß selbst nach einer Woche mit vielen Konvektionszellen die Wassermassen nicht gut vermischt waren. Im Gegensatz dazu stehen die Beobachtungen vom Winter 1987. Hier reichte die Konvektion bis zum Boden, und es gab kaum meßbare Temperaturschwankungen innerhalb der Konvektionsregion

(Leaman und Schott, 1991). Es scheint also einen Unterschied zu geben zwischen Konvektion, die bis in mittlere Tiefen reichte (Grönlandsee 1988/89 und Mittelmeer 1991/92) und Konvektion bis zum Boden (Mittelmeer 1987).

Eine weitere offene Frage betrifft die zeitliche Variation der Konvektionsanregung. Bei der Labilisierung der Schichtung kommt es zunächst nur darauf an, die Oberflächendichte zu erhöhen. Wie genau und wann das passiert, ist nicht so wichtig. Bei Konvektionsereignissen kann das anders sein: Um Vermischung bis zum Boden zu erhalten, muß man eine bestimmte Menge von potentieller Energie durch Auftriebsflüsse zuführen. Wenn die gleiche potentielle Energie über zwei Zeiträume verteilt wird, mit einigen Tagen ohne Auftriebsfluß dazwischen, kann sich eine andere Schichtung einstellen. Nach dem ersten Zeitraum hat die Konvektion nur mittlere Tiefen erreicht. Trotzdem gibt es ein durchmischtes Gebiet und Instabilitätswirbel können weniger dichtes Wasser in die Konvektionsregion bringen und dadurch die Schichtung wieder stabilisieren. Die nachfolgenden Auftriebsflüsse müssen zuerst die Schichtung wieder labilisieren, bevor Konvektion auftreten kann. Folglich kann bei gleicher potentieller Energiezufuhr eine unterschiedliche Konvektionstiefe durch die laterale Advektion von leichterem Wasser erreicht werden.

Die Physik der Konvektionszellen selber konnte durch Analyse der Beobachtungen nicht vollständig geklärt werden. Es ist z.B. bisher nicht gelungen, die Vertikalstruktur einzelner Konvektionszellen gut zu vermessen. Die Rolle von lateralem Einmischen ('entrainment') ist daher noch nicht verstanden. Wenn es starke seitliche Vermischung gibt, sollte der Durchmesser der Konvektionszellen mit der Tiefe zunehmen. Um dieses durch Beobachtungen zu verifizieren müßte ein Gitter von Instrumenten verankert werden, die alle Schichten einer Konvektionszelle abdecken. Dabei wäre es wünschenswert, durch schnelle Punktmessungen von Vertikalgeschwindigkeit und Temperatur auch die Auftriebsflüsse direkt zu registrieren. Ob dieses Problem mit auftriebslosen Driftern besser untersucht werden kann, ist Gegenstand der laufenden Diskussion.

Zusammenfassend läßt sich feststellen: Die bisherigen Experimente mit verankerten ADCPs haben in Kombination mit Thermistorketten viel dazu beigetragen, einige grundsätzliche Fragen zur Physik der Konvektion im offenen Ozean zu beantworten.

Danksagung

Prof. Dr. F. Schott danke ich für die hervorragende Betreuung dieser Arbeit. Er hatte immer Zeit und Interesse für Diskussionen über Konvektion und trug durch hilfreiche Kommentare und Anregungen zum Gelingen dieser Arbeit bei. Weiterhin ermöglichte er mir die Teilnahme an mehreren wissenschaftlichen Tagungen und Arbeitstreffen inner- und außerhalb Europas. Die dort geführten Diskussionen haben mir sehr bei der Erarbeitung der Physik in Konvektionsregionen geholfen.

Dr. Jürgen Fischer hat zusammen mit mir die Verankerungsdaten der Konvektionsexperimente ausgewertet. Dabei entwickelte sich eine fruchtbare Zusammenarbeit und wir konnten einzelne Aspekte der ADCP-Messungen gemeinsam veröffentlichen. Dr. Uwe Send und Dr. Monika Rhein haben mir ebenfalls durch Diskussionen über Konvektion im Ozean geholfen. Der ganzen Abteilung Regionale Ozeanographie gebührt Dank für das gute Arbeitsklima.

Anja Witt, Michael Sommer und Christiane Visbeck haben mich bei der Erstellung des Manuskriptes unterstützt. Weiterhin haben meine Frau Kerstin und Sohn Tom durch geduldigen 'Verzicht auf mich' Ihren Teil zur Arbeit beigetragen.

In den vergangenen Jahren wurde ich durch das Bundesministerium für Forschung und Technologie finanziell gefördert unter den Verträgen MFG 0071-8, 03R 617 und 03PL002A.

Anhang

Anhang A

Akustische Doppler-Profilstrommesser

Akustische Profilstrommesser messen Geschwindigkeitsprofile der drei Stömungskomponenten mit bis zu 300m Reichweite vom Gerät und bei einer Auflösung von typischerweise 4-16 Metern. Die Strömungsgeschwindigkeiten werden unter Ausnutzung der Doppler-Frequenzverschiebung gewonnen.

$$\text{Dopplerfrequenz} = 2 \cdot \frac{\text{Geschwindigkeit}}{\text{Schallgeschwindigkeit}} \cdot \text{Frequenz}$$

Dabei wird ein akustischer Puls konstanter Frequenz (hier 153 kHz) ausgesendet und die Frequenzverschiebung des rückgestreuten Signals als Funktion der Tiefe gemessen (Abb. A.1). Vier Strahlen mit 4° Öffnungswinkel und 20° Neigung zur Vertikalen werden verwendet, um die in Strahlrichtung gemessene Dopplerverschiebung in Ost-West-, Nord-Süd-Richtung und Vertikalgeschwindigkeit zu transformieren. Dabei werden Geräteneigung und -orientierung berücksichtigt, die durch zwei Pendelpotentiometer und einen Magnetkompaß (Fluxgate) gemessen wurden. Mehrere dieser Einzelmessungen ('pings') werden zu einem Ensemble gemittelt und als Profil auf Magnetband oder Festkörper (EPROM) gespeichert. Neben einigen Qualitätsparametern (z.B. Anzahl der Messungen, die ein vorgegebenes Signal zum Rauschverhältnis erreichten) wird auch die Stärke des empfangenen Echos registriert. Diese Information ist nützlich, um Veränderungen der akustischen Eigenschaften in der Wassersäule zu dokumentieren.

Die Genauigkeit einer Einzelmessung ist abhängig von der Frequenz, der Strahlenneigung und der verwendeten vertikalen Auflösung. Für diese Experimente wurden vertikale Auflösungen von 8 oder 16 Metern gewählt und ausschließlich 153 kHz ADCPs mit 20° Strahlenneigung benutzt. Die nominale Genauigkeit jeder Einzelmessung beträgt nach den Herstellerangaben 2-6 cm s⁻¹ für die horizontalen Stömungen (RDI, 1989). Durch Mittellung der Einzelprofile zu einem Ensemble, was im weiteren Profil genannt wird, verbessert sich die Genauigkeit mit dem Inversen aus der Wurzel über die Anzahl der Einzelprofile.

Da die ADCPs mit vier Strahlen messen, ist die Transformation in drei Geschwindigkeitskomponenten überbestimmt: Man erhält zwei Vertikalgeschwindigkeiten, jeweils eine für ge-

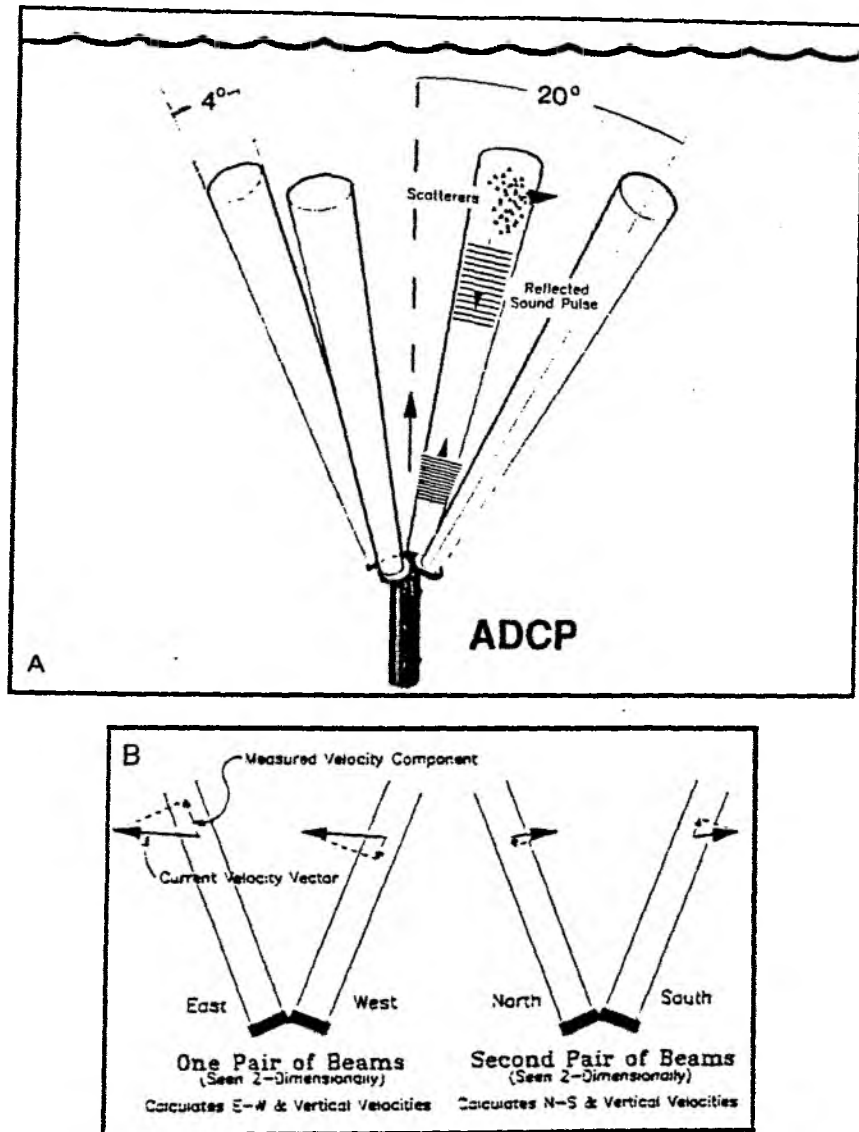


Abb. A.1: Meßprinzip der akustischen Doppler Profilstrommesser. (a) Strahlenkonfiguration. (b) Projektion der gemessenen Dopplergeschwindigkeiten entlang der Strahlen in Horizontalgeschwindigkeiten (aus RDI-Primer, 1989).

genüberliegende Strahlenpaare. Der Mittelwert der beiden Vertikalgeschwindigkeiten ist 'die' Vertikalgeschwindigkeit, und die Differenz wird Fehlergeschwindigkeit genannt. Letztere ist ein Maß für die Homogenität der vier Dopplergeschwindigkeiten und sollte im Idealfall Null sein. Große Fehlergeschwindigkeiten resultieren aus Falschmessungen einzelner Strahlen oder aus Stromscherungen über den Abstand der Strahlen. Der Strahlenabstand ist für Messungen dicht am Gerät zu vernachlässigen, aber beträgt 200 m in 300 m Entfernung. Welche Konsequenzen das für die Vermessungen von 'kleinen' Konvektionszellen hat, wird in Abschnitt 7.1.2 vorgestellt.

Ein weiteres Problem der Messungen sind schiefe Filtereigenschaften in der internen Signalverarbeitung, die zu einer scheinbaren mittleren Abwärtsbewegung führen (Chereskin et al., 1989). Da die Größe des Fehlers unbekannt und abhängig von der vertikalen Auflösung war, wurde angenommen, daß das Jahresmittel der Vertikalgeschwindigkeit sehr klein ist und folglich der gemessene Jahres-Mittelwert von $0.4 - 0.8 \text{ cm s}^{-1}$ der systembedingte Meßfehler ist.

Für einjährige Einsätze betrug die bestmögliche zeitliche Auflösung im Rahmen der Batteriekapazität 30 Minuten, wenn über 125 Einzelprofile innerhalb von 5 Minuten gemittelt wurden. Die Auflösung der Geschwindigkeitsspeicherung ist in zwei Spreizungen möglich: hohe Genauigkeit (0.25 cm s^{-1}) und geringer Bereich oder hoher Bereich und kleine Genauigkeit (0.5 cm s^{-1}). Leider wurde bei zwei Instrumenten in dem Grönlandsee Experiment 1988/89 die technisch mögliche hohe Genauigkeit nicht eingestellt (Stationen 319 und 250).

Der Vergleich der Horizontalgeschwindigkeiten zwischen Rotorstrommessern und ADCPs, die nur wenige Meter voneinander entfernt waren, zeigte einen systematischen Richtungsfehler, der auf Kompaßproblemen beruht. Durch die schwache horizontale Komponente des Erdmagnetfeldes zeigten die elektromagnetischen 'fluxgate' Kompanen zum Teil erhebliche Abweichungen (bis zu 25°) im Vergleich zum Rotorstrommesser dicht darunter. Diese Richtungsfehler konnten für die Instrumente der Stationen 319, 250 und T6 bis auf einen Rest, der $< 10^\circ$ war, durch eine Deviationskorrektur reduziert werden. Bei Stat. T5 war keine Korrektur möglich, da diese Verankerung keine zusätzlichen Rotorströmungsmesser hatte. Ein anderes ungeklärtes Problem waren durchweg höhere Strömungsgeschwindigkeiten bei den akustischen Strommessern (20-40% mehr als die Rotorstrommesser), wofür trotz intensiver Fehlersuche keine Begründung gefunden wurde (siehe auch Schott et al., 1993). In anderen Regionen (tropischer Atlantik, Mittelmeer, Indischer Ozean) wurde bei denselben Instrumenten im Vergleich zu Rotorstrommessern kein systematischer Unterschied festgestellt.

A.1 Das ADCP-Oberflächensignal

Die Energie des rückgestreuten Signals nimmt mit der Entfernung vom Instrument durch Ausbreitungsverluste und Schallabsorption ab. Erreichen die Strahlen jedoch die Meeresoberfläche, so nimmt sie wieder sprunghaft zu, da die Grenzfläche Luft-Wasser ein effektiver Rückstreuer

ist (Abb. A.2). Die Zunahme der Energie erfolgt über einen ausgedehnten Tiefenbereich, der aus zwei Teilen besteht. Der erste Anstieg wird durch akustische Nebenkeulen (engl. 'sidelobes') hervorgerufen, also Schallstrahlen, die nicht dem Haupt-Strahl folgen, sondern mit steileren Winkeln (z.B. senkrecht nach oben) die Oberfläche früher erreichen und so ein 'falsches', aber nicht so starkes Oberflächen-Signal erzeugen. Der Hauptstrahl erreicht die Oberfläche mit endlicher 'Breite', da die Strahlen einen 4° Öffnungswinkel haben. Der Tiefen- bzw. Laufzeitunterschied zwischen der 'ersten' und 'letzten' Energie des Strahles läßt sich geometrisch als Funktion der Instrumententiefe, des Strahlneigungswinkels und der Strahlbreite berechnen:

$$\frac{h_s}{H} = \frac{\sin\alpha\sin\beta}{\cos(\alpha + \beta)\cos(\alpha - \beta)}$$

Bei einem Strahlwinkel von $\alpha=20^\circ$ und einem Öffnungswinkel von $\beta=4^\circ$ ist $\frac{h_s}{H} = 0.027$. Bei einer Instrumententiefe von $H = 350$ m wird eine Schicht von ± 9.5 m beeinflusst, was in recht guter Übereinstimmung mit der Breite des Maximums im Jahresmittel ($\pm 1-2$ bins; Abb. A.2b) war. Durch die Diskretisierung des Signals in Zellen (engl. 'bins') mit festen Längen (Laufzeiten) wird das Maximum der Rückstreuung nicht gut mit der Auflösung von einer 'binlänge' (hier von 8.7 m) abgetastet. Paßt man jedoch an die drei höchsten Energiewerte eine Parabel an, so läßt sich die maximale Energie und der Abstand des Maximums vom Instrument 'genau' bestimmen (Abb. A.2b). Die so berechnete Instrumententiefenänderung (Abstand von der Meeresoberfläche) ergab eine sehr gute Übereinstimmung mit Druckmessungen in dem darunter liegenden ACM (Abb.A.3c). Die Differenz war typischerweise 1-2 m bei maximalen Abtauchbewegungen bis zu 15m im September für Station 319. Um die relative Genauigkeit abzuschätzen, wurde die Standardabweichung der hochpassgefilterten (< 8 Stunden) Abstandsmessungen während einer 'ruhigen' Woche unter dem Eis bei Station 250 im Februar berechnet ($\text{std}(H) = 0.1\text{m}$).

Das Profil der Rückstreuenergie nahe der Oberfläche kann also benutzt werden, um gute Messungen der Instrumententiefe zu erhalten; dieses mit einer Genauigkeit von besser als 0.5 m. Würde man die Instrumente mit besseren Drucksensoren ausstatten, so ließe sich damit auch die Eisdicke bestimmen (Differenz zwischen Tiefe aus dem Druck und Schallabstandsmessung). Hier hatten die Drucksensoren der ACMs nur eine Auflösung von 0.7m. Eisdicken von mehr als 1.5m waren allerdings nicht zu erwarten (Wadhams, 1981) und wurden auch nicht registriert (Abb. A.3c).

Das Oberflächen-Rückstreusignal der ADCPs beinhaltet noch weitere Informationen über die Meeresoberfläche. Schott (1989) zeigte, daß die Richtung der Oberflächen-Doppler gut mit der Windrichtung korreliert haben. Mirbach (1991) wendete das Verfahren auf die Oberflächensignale der Grönlandsee an und verglich die Resultate mit den ECMWF-Windfeldvorhersagen. Nach der Korrektur des Kompaßfehlers (siehe auch Seite 156) stimmten die Windrichtungen gut mit den Oberflächendopplerrichtungen überein, mit einer Korrelation von ca. 0.95 zwischen September und Oktober bei beiden Stationen. Die Rauigkeit der Meeresoberfläche beeinflusst die Energie des rückgestreuten Signals, aber die Abhängigkeit vom Windstress ist

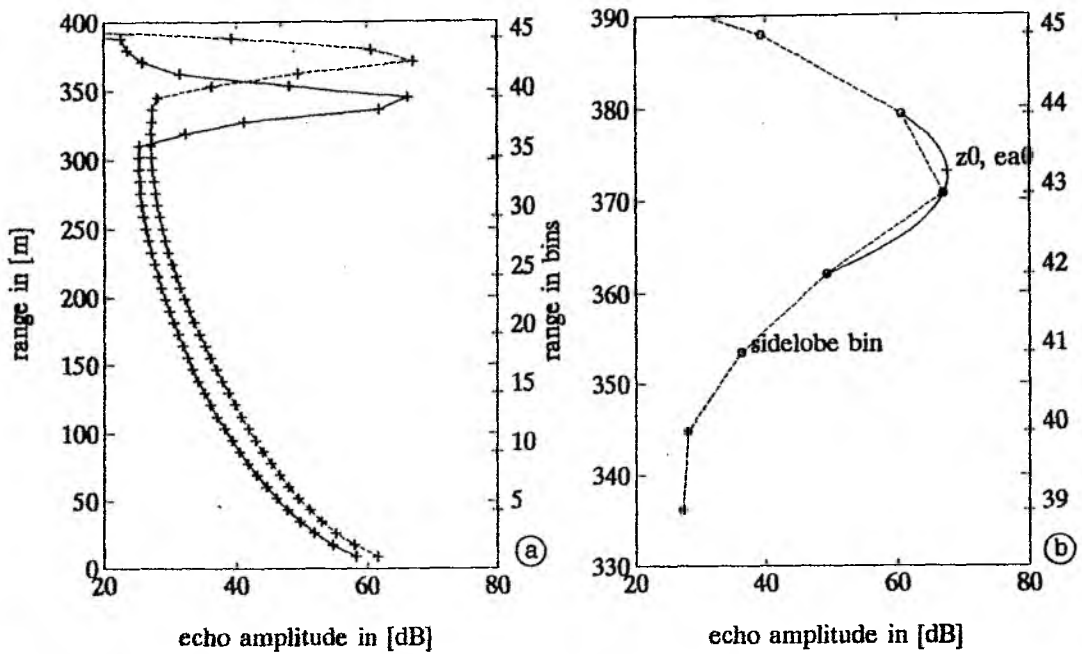


Abb. A.2: (a) Jahresmittel der rückgestreuten Energie als Funktion des Geräteabstandes bei Stat. 319 (durchgezogen) und Stat. 250 (gestrichelt). (b) Ausschnittsvergrößerung nahe der Oberfläche bei Stat. 319 (gestrichelt) und daran angepaßte Parabel (durchgezogen).

nicht sehr stark (Schott, 1989). Bei diesem Experiment wurden Perioden von mehreren Stunden Dauer mit erheblich reduzierten Rückstreuenergien beobachtet. Eine mögliche Erklärung dafür ist 'totale' Schallreflektion an einer sehr glatten Meeresoberfläche. Auch die ECMWF-Windfelder zeigten meistens schwache umlaufende Winde zu diesen Terminen, jedoch wären direkte Schiffsbeobachtungen zur Verifikation dieses Effektes geeigneter. Die Oberflächengeschwindigkeiten konnten in den eisfreien Perioden zur allgemeinen Verifizierung der ECMW-Windrichtungen benutzt werden, während sich die Windstärke nur eingeschränkt aus der Energie des Oberflächensignals bestimmen ließ (Mirbach, 1991).

A.2 Eiserkennung

Ist die Meeresoberfläche eisbedeckt, so ändern sich die akustischen Rückstreubedingungen, da der Schallgeschwindigkeitsgradient zwischen Wasser und Eis geringer als zwischen Wasser und Luft ist. Ein Teil des Schalls kann sogar in das Eis eindringen und dort absorbiert werden (Uzinski, pers. Mitteilung, 1991). Abbildung A.3b zeigt die Horizontal-, Vertikal-, die Fehlergeschwindigkeit (Dekorrelation zwischen den Strahlen) und das Mittel der vier rückgestreuten Energien. In allen Größen erkennt man eine Veränderung des Signals, wenn die Station aus der Sicht des SSM/I¹ eisbedeckt war (Abb. A.3a, dicker Strich). Um dieses systematisch zu untersuchen, wurden zwei 14 Tage Perioden ausgewählt. Als eisfreie Periode wurde der 15. - 30.

¹Siehe auch Seite 34.

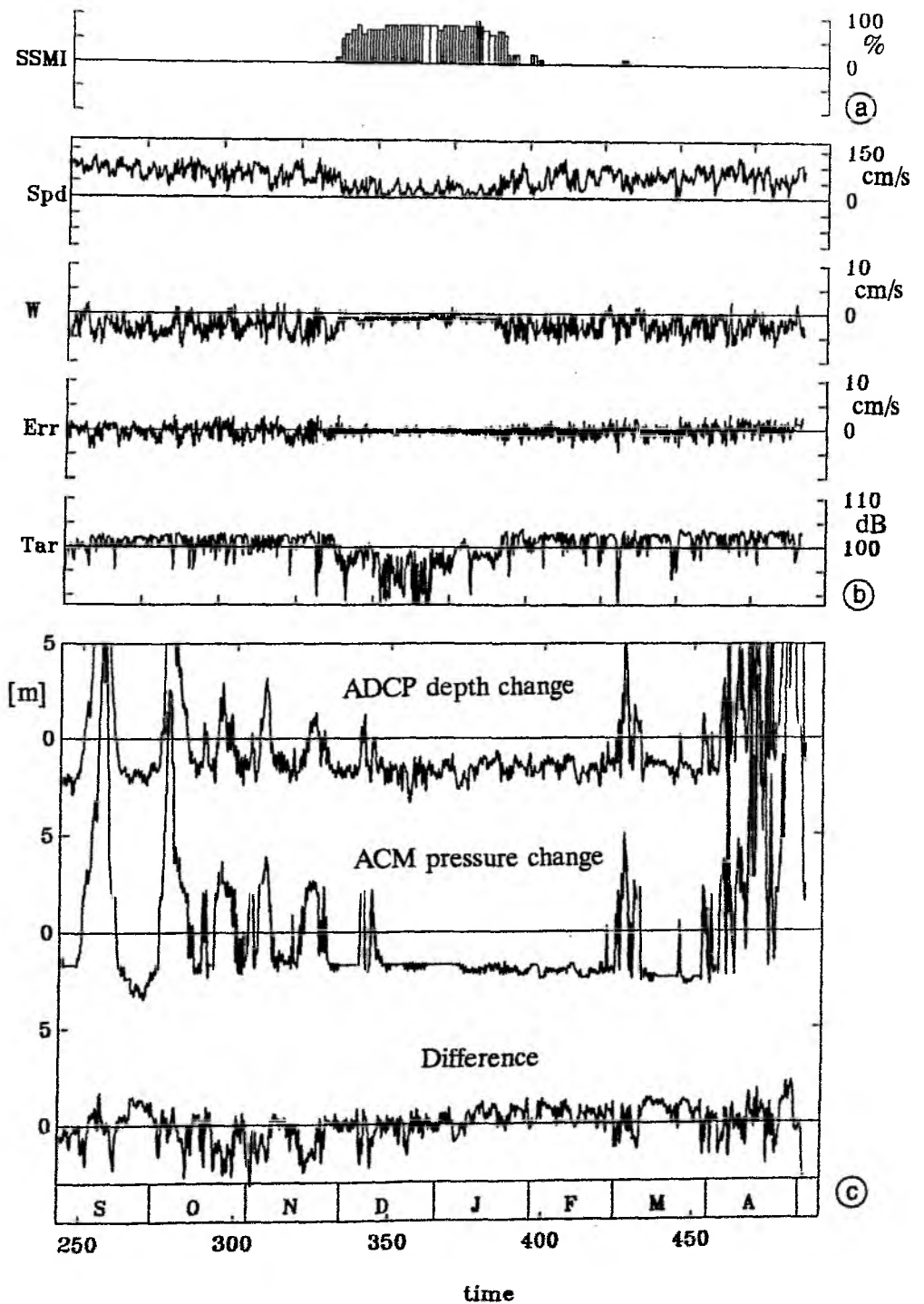


Abb. A.3: (a) Zeitreihe der Satelliten-Eiskonzentration (SSM/I) bei Stat. 319. (b) Zeitreihen der ADCP-Oberflächensignale bei Stat. 319: Horizontal-, Vertikal-, Fehlergeschwindigkeit und rückgestreute Energie. (c) Tiefenänderungen des ADCPs aus der Akustik ermittelt; darunter sind die Druckschwankungen in 347m (ACM) und die Differenz der beiden Signale dargestellt.

September und als eisbedeckte Periode der 15. - 30. Dezember gewählt. Abbildung A.4a zeigt bei Station 319 die Häufigkeitsverteilung für die mittlere rückgestreute Energie. Man erkennt eine deutliche Reduzierung in der eisbedeckten Phase. Die absoluten Vertikal- und Fehlergeschwindigkeiten (Abb.A.4b-d) nahmen bei Eisbedeckung ab, die hohen Dopplergeschwindigkeiten der freien Oberfläche (Schott, 1989) wurden reduziert und repräsentierten die Eisdrift. Um ein Entscheidungskriterium für die Frage '*Eisbedeckung ja oder nein?*' zu finden, wurden beide Häufigkeitsverteilungen integriert, die eisfreie von links und die eisbedeckte von rechts (Abb. A.5). Für beide Stationen lassen sich 'gemeinsame' Schwellwerte finden, die in 70-90% der Fälle die 'richtige' Antwort geben. Die Grenzwerte waren 100dB für die Rückstreustärke, 1 cm s^{-1} für die 2 Stunden Tiefpaß gefilterten absoluten Vertikal- und Fehlergeschwindigkeiten sowie 50 cm s^{-1} für die Horizontalgeschwindigkeit.

Mit Hilfe dieser Grenzwerte läßt sich eine Zeitreihe der Eisbedeckung erstellen. Weiterhin wurden Tagesmittelwerte gebildet, die unter der Annahme, daß zeitliche und räumliche Mittelwerte gleich sind, die mittlere Eiskonzentration darstellen. Die ADCP-Eiskonzentrationen wurden mit den SSM/I-Eiskonzentrationen verglichen. Die beste Übereinstimmung erhielt man durch 'UND' Verknüpfung des Energie- und Vertikalgeschwindigkeitskriteriums (Abb. A.6). Die größten Differenzen traten im September auf, als die schon erwähnten Energieeinbrüche des rückgestreuten Signals auftraten, die als Eis interpretiert wurden.

ADCPs als Eisdriftmesser wurden von Belliveau et al. (1989) erfolgreich eingesetzt. Dort wurden, im Unterschied zu diesem Experiment, 'bottomtrack' Pulse benutzt, die zwischen den 'normalen' Geschwindigkeitspulsen mit höherer Energie ausgesendet werden. Bei Langzeitverankerungen, in denen Batteriekapazität ein limitierender Faktor ist, geht die Benutzung des 'bottomtrack' auf Kosten der Geschwindigkeitsmeßgenauigkeit (weniger Einzelprofile möglich) und war daher nicht wünschenswert. Hier wurden die Eisdriften aus den 'normalen' Oberflächendopplergeschwindigkeiten bestimmt und mit den Windmessungen des ECMWF-Modells verglichen (Abb. A.7). Die Eisdrift wurde nur dann benutzt, wenn der ADCP Eisinikator $> 50\%$ war. Die Vektoren wurden so skaliert, daß die Eisdrift $1/50^2$ der Windgeschwindigkeit betrug. Die Windgeschwindigkeit wurde mit konstantem $C_D = 1.5 \cdot 10^{-3}$ aus dem ECMWF-Windstreß berechnet:

$$\tau = C_D \rho_{\text{air}} U_{10}^2$$

Im Streudiagramm erkennt man, daß die erwartete Rechtsablenkung von $\sim 30^\circ$ im Mittel nicht beobachtet wurde (Abb. A.7b), wobei wiederum der Kompaßfehler angemerkt werden muß (siehe auch Seite 156). Die gemessene Eisdrift war im Mittel etwas langsamer als von der Daumenregel vorhergesagt ($1/59$ für Stat. 319 und $1/52$ für Stat. 250).

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß auch die Oberflächendopplergeschwindigkeiten der 'normalen' Profile die Eisdrift messen können und auf die extra Pulse des 'bottomtrack' verzichtet werden kann.

²Diese Daumenregel ist schon seit der Arbeit von Nansen (1906) bekannt.

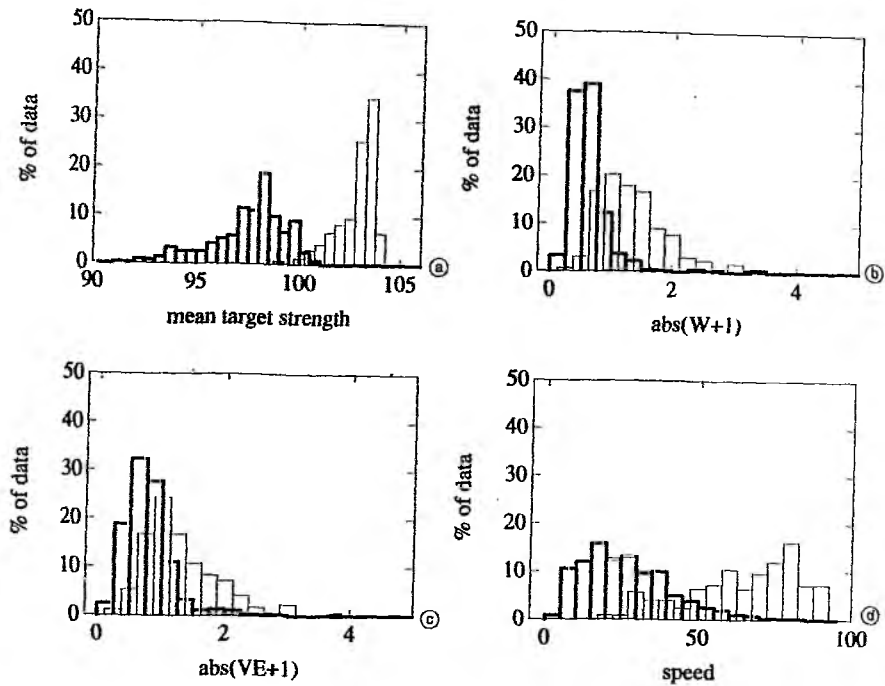


Abb. A.4: Histogramme der rückgestreuten Energie (a), der Vertikalgeschwindigkeit (b), der Fehlergeschwindigkeit (c) sowie der Horizontalgeschwindigkeit (d), als die Station 319 eisfrei war (dünne Linien) und weitgehend eisbedeckt (dicke Linien).

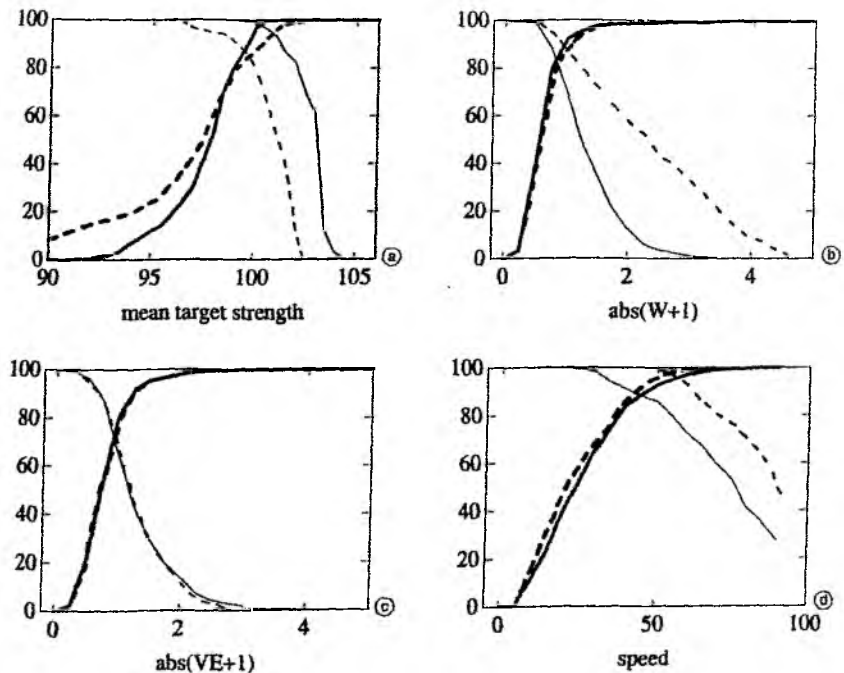


Abb. A.5: Verteilungsfunktion der rückgestreuten Energie (a), der Vertikalgeschwindigkeit (b), der Fehlergeschwindigkeit (c) sowie der Horizontalgeschwindigkeit (d), als die Station 319 eisfrei war (dünne Linien) und weitgehend eisbedeckt (dicke Linien). Die Histogramme der eisfreien Periode (dünne Linien) wurden von rechts integriert und die der eisbedeckten Periode (dicke Linien) von links.

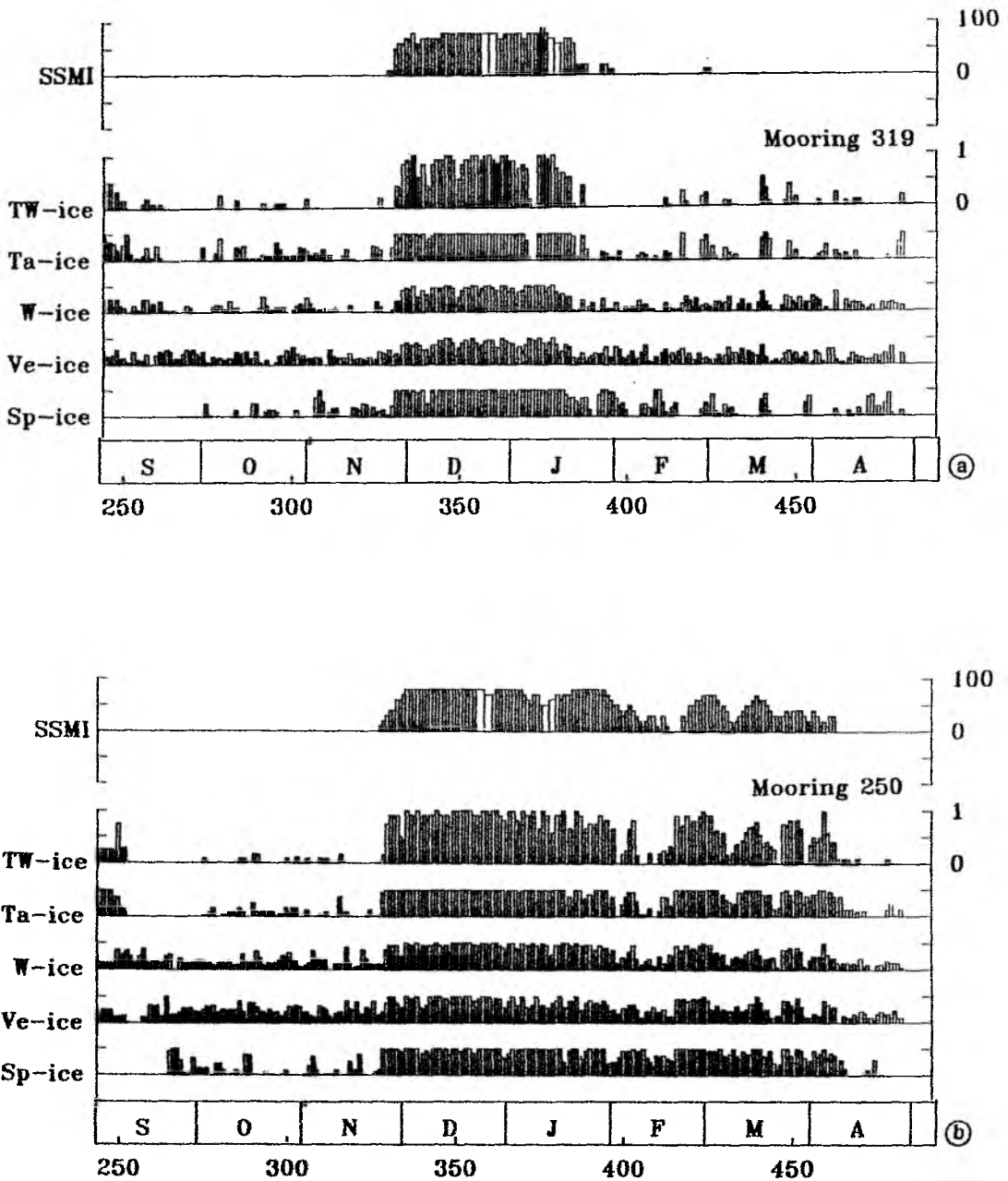


Abb. A.6:(a) Zeitreihe der SSM/I Eiskonzentrationen für Stat. 319. Darunter: Tagesmittel der 'UND'-Kombination von Vertikal- und Rückstreuenergieeisindikator; Tagesmittel der einzelnen Eisindikatoren: Rückstreuenergie, Vertikal-, Fehler- und Horizontalgeschwindigkeit. (b) wie a) für Stat. 250.

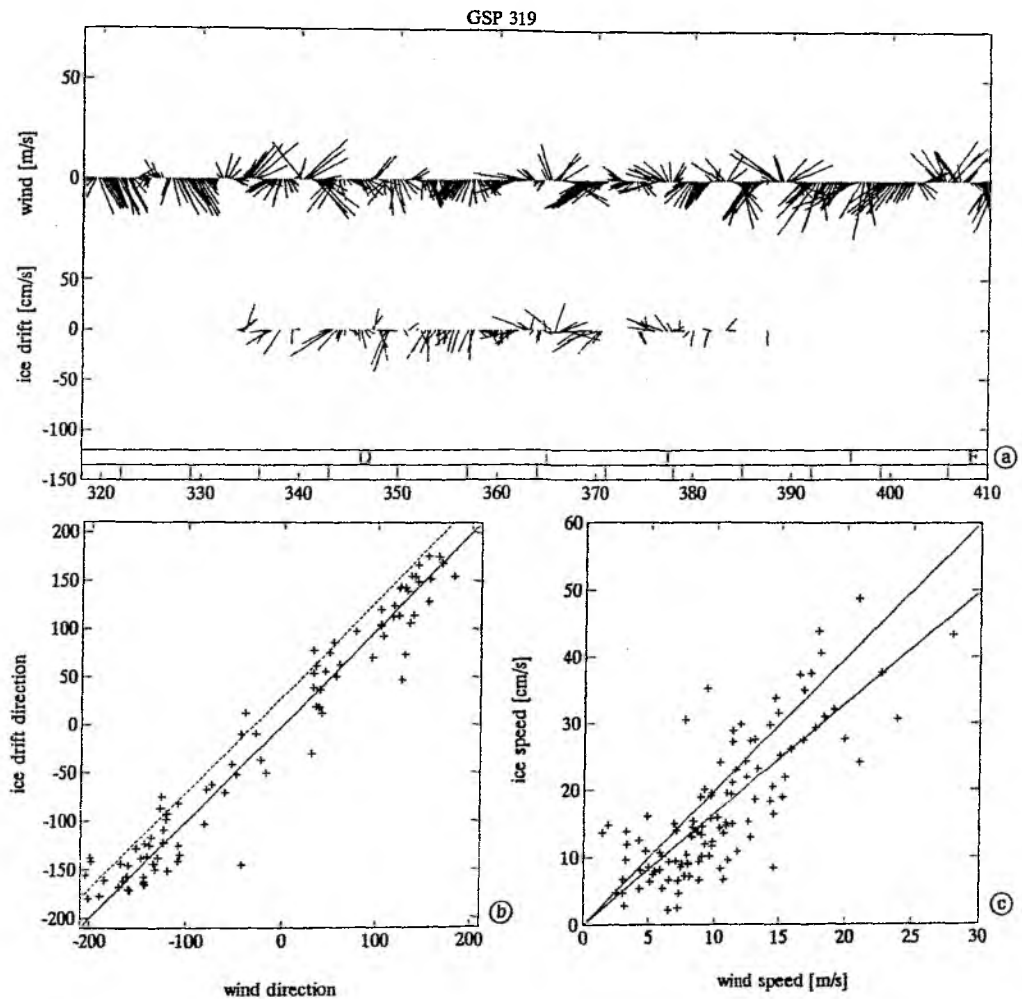


Abb. A.7: (a) Zeitreihen des ECMWF-Modellwindstreß und der ADCP-Eisdrift bei Stat. 319 vom 1. Dezember 1988 - 15. Februar 1989. (b) ADCP-Eisdriftrichtung als Funktion der ECMWF-Windrichtung. Die gestrichelte Linie stellt einen konstanten Ablenkungswinkel von 25° nach rechts dar. (c) ADCP-Eisdrift als Funktion der ECMWF-Windgeschwindigkeit. Die Diagonale stellt die Daumenregel mit der Steigung $1/50$ dar. Die Regression der Beobachtungen ergab eine Steigung von $1/59$.

A.3 Die tägliche Planktonwanderung

Im Verlauf des Tages verändern viele Planktonspezies ihre Aufenthaltstiefe. Nachts halten sie sich generell dichter an der Oberfläche auf, während sie tagsüber die lichtarmen Tiefen aufsuchen, um vermutlich Schutz vor Fischen zu suchen. Die damit verbundenen Wandergeschwindigkeiten sind durch akustische Geschwindigkeitsmessungen bestimmt worden (Plueddemann und Pinkel, 1989). Einige Arten liegen bei einer Körpergröße von 1-5 mm im besten Resonanzbereich der 1 cm langen Schallwellen der ADCPs. Untersuchungen von Flag und Smith (1989) sowie von Jörg Reppin (1990) haben gezeigt, daß die vom ADCP gemessenen Planktonschwarmgeschwindigkeiten in genereller Übereinstimmung mit Netzfängen waren. Fischer und Visbeck (1993) werteten die saisonale Variabilität der Planktonwanderung in der Grönlandsee dieses Datensatzes aus. Die mittlere Wandergeschwindigkeit als Funktion der Jahreszeit und Tageszeit ist in Abb. A.8 für alle Stationen in 230-320m Tiefe gegeben. Die wichtigsten Ergebnisse der Studie waren folgende:

- Die Vertikalbewegung des Zooplanktons war sonnenstandabhängig. Die Abwärtswanderung begann in der Morgendämmerung, und vor dem Aufgang der Sonne hatte der Schwarm seine maximale Tiefe von bis zu >500m Tiefe erreicht. Nach Sonnenuntergang wanderte der Schwarm wieder aufwärts in Tiefen von 100-200m, wahrscheinlich um dort Phytoplankton zu fressen.
- Die Planktonwanderung war bei allen Stationen im gleichen Tiefenhorizont sehr ähnlich.
- Die deutlichen Auf- und Abwärtsbewegungen des Schwarms dauerten in der Regel 2 Stunden. Die Wandergeschwindigkeiten betrugen normalerweise $1-2 \text{ cm s}^{-1}$.
- Die Wandergeschwindigkeiten waren im Herbst stärker als im Frühjahr.
- Die Schichtungsverhältnisse hatten keinen offensichtlichen Einfluß auf das Wanderverhalten.
- Das Instrument in 1400m Tiefe registrierte kein Tagessignal in den Vertikalgeschwindigkeiten.

Im Zusammenhang mit der Konvektionsuntersuchung stellt die Planktonwanderung ein Störsignal dar. Im folgenden Abschnitt werden zwei Methoden vorgestellt, die die Planktonwanderung von den Vertikalströmungen des Ozeans trennen sollen.

Planktonwanderungsfilter

Die tageszeitsynchrone Wanderung des Planktons zeigt kein sinusoidales Verhalten, das sich durch 'standard' Filter eliminieren läßt.

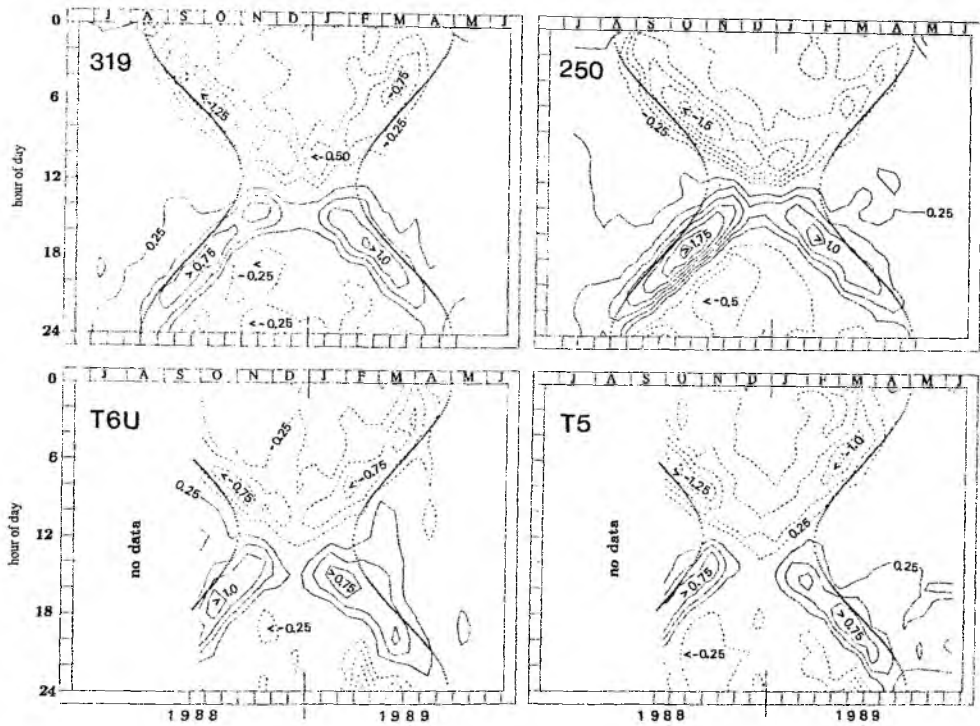


Abb. A.8: Zeitliche Entwicklung der tagessynchron gemittelten Vertikalgeschwindigkeit als Funktion der Tageszeit. Abwärtsbewegungen sind gestrichelt, Aufwärtsbewegungen durchgezogen und die Nulllinie ist nicht dargestellt. Für alle Stationen von 230-320 m Tiefe: (a) Stat. 319, (b) Stat. 250, (c) Stat. T6 und (d) Stat. T5. Zusätzlich sind die Zeiten des Sonnenauf- und -untergangs durch die gepunktete Linie dargestellt (aus Fischer und Visbeck, 1998).

Den mittleren Tagesgang von den Zeitreihen abzuziehen, war die naheliegendste Methode, um den Tagesgang aus den Zeitreihen zu entfernen. So wurde z.B. auch die Planktonwanderung für Abb. A.8 durch tageszeitsynchrones Mitteln berechnet. Bei diesem Verfahren werden aber auch tagessynchrone Konvektionssignale herausgefiltert und einzelne Extremwerte stark gedämpft (besonders bei kurzen Mittelungsintervallen).

Eine zweite Methode bestand darin, daß eine Gaußfunktion als typischer zeitlicher Verlauf des Wanderverhaltens bei Sonnenauf- oder -untergang angenommen wurde. Die Dauer und Uhrzeit der Wanderung wurde fest an den Sonnenwinkel gekoppelt (z.B. Uhrzeit des Maximums bei einem Sonnenstand von 7° unter dem Horizont; als Breite der Wanderung wurde die Zeit angenommen, die 5° Höhenänderung des Sonnenstands brauchten). Da somit die Phase und Struktur der Planktonwanderung festgelegt war, konnte die Amplitude zur jeweiligen Tageszeit angepaßt werden. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt in der kurzen 'Manipulations-Phase', d.h. alle Signale, die nicht während des Sonnenauf- oder -untergangs gemessen wurden, blieben unverändert.

Anhand von zwei Konvektionsterminen (13.2-19.2.1989 bei Stat. 319 und vom 4.3-10.03.1989 bei Station T6) wird die Wirkung der 'Planktonfilter' verglichen. In der obersten Zeile sind die beiden Zeitreihen der 'erkannten' Planktonbewegungen dargestellt. Im Falle des Wochenfilters ist sie jeden Tag gleich (definition), aber für das sonnensynchrone Filter unterschiedlich (dicke Linie). Es gibt deutliche Unterschiede zwischen den Methoden: Z.B. wurde das Wochenmittel von starken Einzelereignissen beeinflusst. Es ermittelte bei Stat. T6 Aufwärtsbewegungen um Mitternacht und am Vormittag (Abb. A.9a). Dieses ist kaum realistisch. Das sonnensynchrone Filter erkennt ein heftiges Abwärtsschwimmen am Tag 430, während es weder am Abend davor noch danach eine Aufwärtsbewegung analysiert. Auch das ist nicht sehr glaubwürdig.

Insgesamt läßt sich feststellen, daß zwar die einzelnen Spitzen des Planktonsignals gut erkannt wurden, aber gewisse Probleme in den 'unruhigen' Konvektionsphasen bestehen blieben. Geschwindigkeiten von mehr als 3 cm s^{-1} sind allerdings mit Sicherheit nicht vom Plankton 'erzeugt' worden, da sie auf Dauer nicht so schnell schwimmen können.

Problematischer wird es, wenn man sich fragt, ob die Plankter auf ozeanische Vertikalbewegungen reagieren. Nimmt man an, daß während der Nacht die Plankter durch Konvektion in tiefere Schichten transportiert werden, so würden sie bei Sonnenaufgang nicht wandern müssen, da sie sich ja schon in der 'richtigen' Tiefe befinden. Wenn tagsüber Auftrieb zwischen den Konvektionszellen erfolgen würde, ist kaum vorherzusagen, was passiert. Es ist zu vermuten, daß die Plankter dieses 'merken' und versuchen, gegenanzuschwimmen. Dann würde das ADCP keine Aufwärtsbewegung messen, obwohl sie vorhanden war. Alle diese Probleme gelten für die oberen Schichten. Die Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeit in 1000-1400 m Tiefe zeigten keine Signale, die mit wanderndem Zooplankton zu erklären wären (siehe auch Abb. 2.10b).

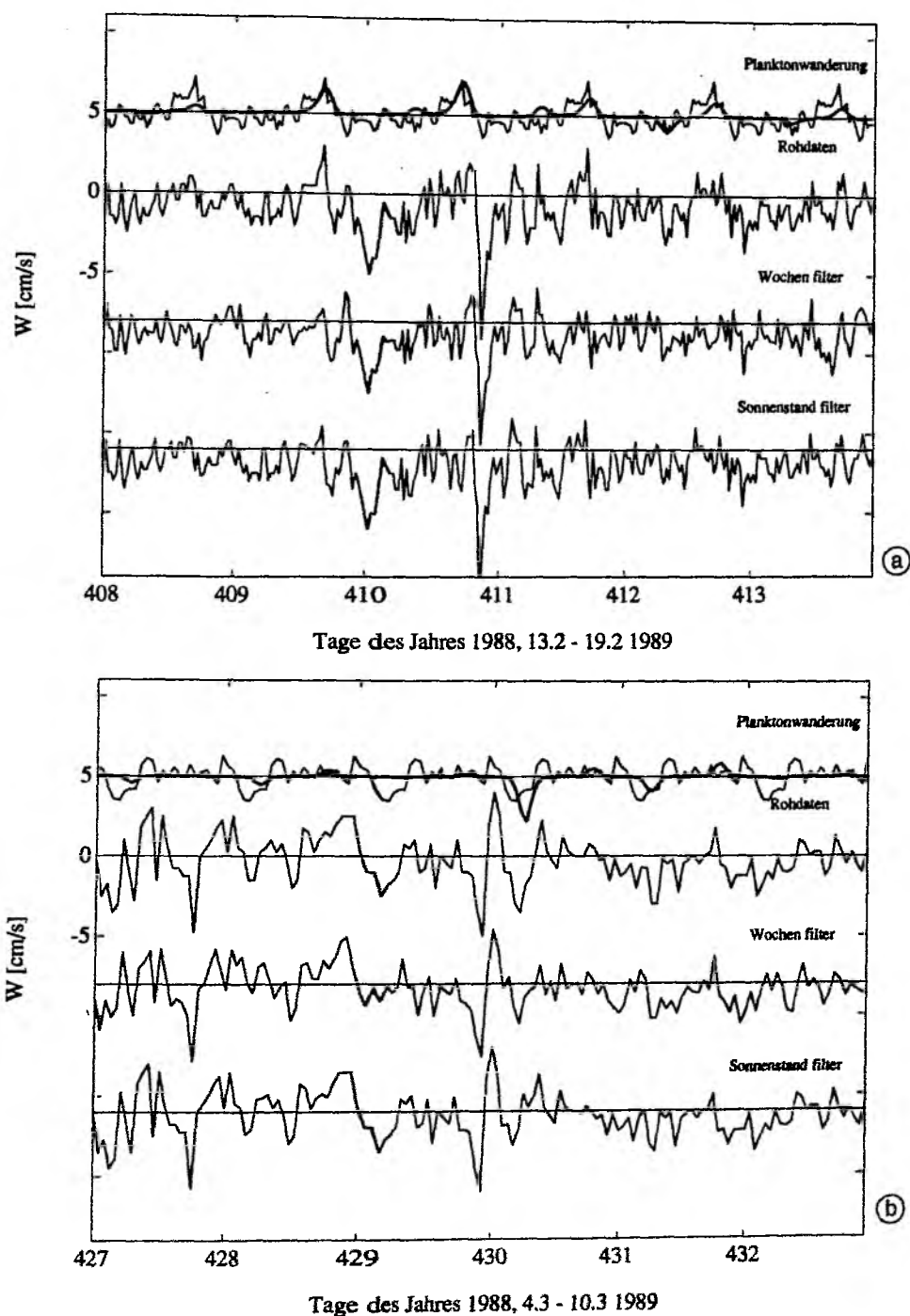


Abb. A.9: Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeiten in 320m Tiefe bei Stat. 319 (a) und T6 (b) während Konvektionsperioden. Obere Zeitreihe stellt die diagnostizierte Planktonwanderung für zwei unterschiedliche Verfahren dar: sonnenstandssynchron (dicke Linie) und tageszeitsynchrones Wochenmittel (dünne Linie). Darunter: Rohdaten und 'korrigierte' Vertikalbewegungen für beide 'Planktonwanderungsfilter'.

Spektrale Analyse

Das Energiedichtespektrum der Vertikalgeschwindigkeit zeigt einen flachen Verlauf für das Winterhalbjahr (20. Oktober 1988 - 16. April 1989) mit einzelnen Spitzen (Abb. A.10a). Das erste Maximum liegt bei der täglichen Periode und ist der täglichen Planktonwanderung zuzuordnen. Die nächsten etwas schwächeren Maxima wurden durch die unsymmetrischen Wanderbewegungen der Plankter hervorgerufen, da sie nur am Morgen und Abend für ca. zwei Stunden schwimmen. Ein solches Signal erzeugt Oberwellen im Spektrum. Dieselbe Struktur war auch im Spektrum der Rückstreuenergie (Abb. A.10b) wiederzufinden. Die Echoamplituden waren in den Tiefen des Planktonschwarms erhöht. Große Vertikalbewegung findet man, wenn sich die Echoamplitude stark ändert, d.h. der Schwarm bewegt sich. Daher ist ein ähnliches Energiespektrum für die Echoamplitude und Vertikalbewegung zu erwarten, aber die Phasen der Querspektren sollten 90 ° sein. Durch Filtern der Zeitreihen mit dem sonnensynchronen Planktonfilter konnten die Spitzen der Spektren um den Faktor 4-10 reduziert werden (Abb. A.10c).

Die Wanderung des Planktons stellt ein großes Problem in den Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeiten dar, wenn die physikalischen Bewegungen des Ozeans von der gleichen Größenordnung sind. Die schwachen Konvektionsereignisse in der Grönlandsee sollten in den oberen 500 m Wassertiefe sehr vorsichtig interpretiert werden. Zum Glück gab es in 1400 m Tiefe kein Signal von wanderndem Plankton. Im Mittelmeer waren die Vertikalgeschwindigkeiten bei Konvektion so stark $O(10 \text{ cm s}^{-1})$, daß die vertikale Planktonwanderung dort kein Problem darstellte.

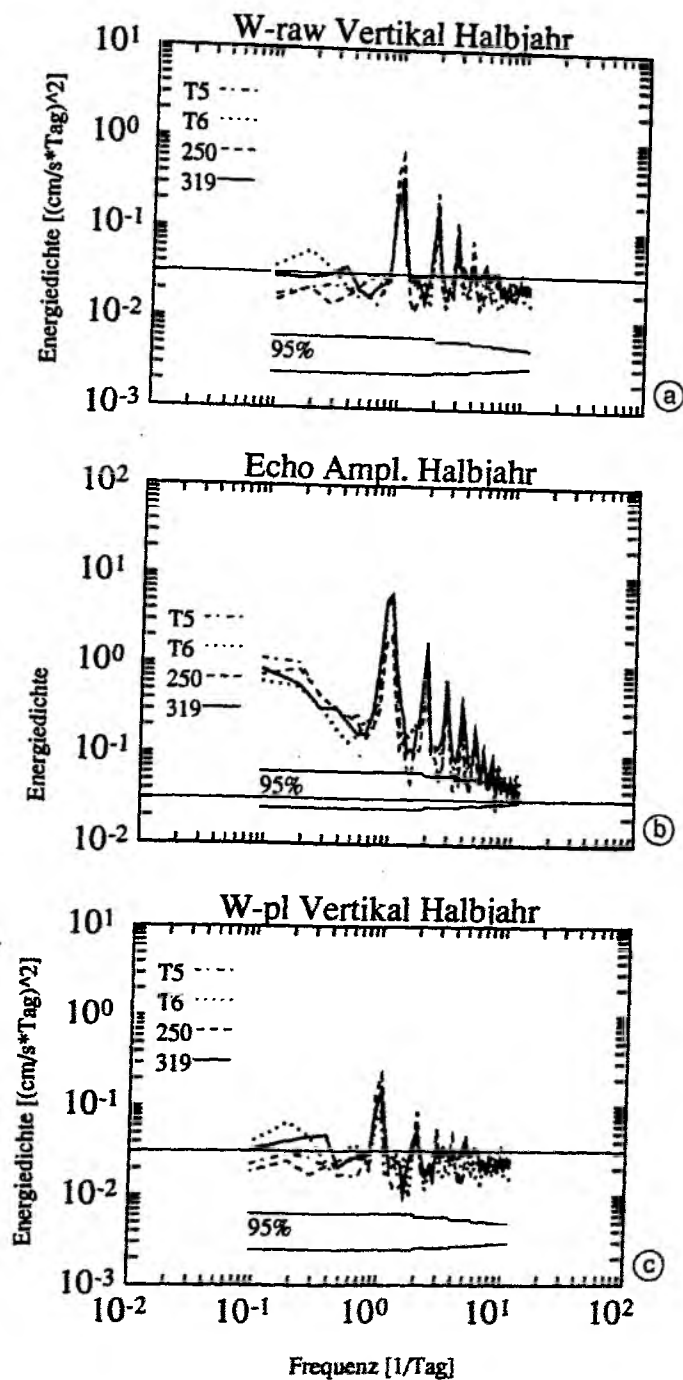


Abb. A.10: Energiedichtespektren in 230m Tiefe bei den Stationen 319 (durchgezogen), 250 (gestrichelt), T6 (gepunktet) und T5 (strich-punkt) vom 01.10.1988 bis 31.03.1989: (a) Vertikalgeschwindigkeit, (b) Rückstreustärke. (c) Wie a) mit gefilterter Vertikalgeschwindigkeit (sonnestandsynchron).

Anhang B

Interne Wellen

Die Erosion der sommerlichen Deckschicht im November: Durch kräftige Herbststürme und schwache Einstrahlung traten die ersten starken (negativen) Auftriebsflüsse Anfang Oktober und Mitte November auf. Das ECMWF-Modell sagte Wärmeflüsse von $400\text{--}500\text{ W m}^{-2}$ vorher (Abb. 2.8a), während die Vertikalgeschwindigkeiten gleichzeitig bei den Stationen 319, T6 und T5 einen Anstieg der hochfrequenten Varianz zeigten (Abb. 2.11). Die Temperaturschichtung bei Stat.319 wurde durch Abkühlen und Vertiefen der sommerlichen Deckschicht in der Woche vom 17.-23. November verändert (Abb. 6.1 rechts). Die Vermischung wurde von kräftigen Schwingungen der Isothermen begleitet, die durch das zweistündige Meßintervall der Thermistorketten nur teilweise richtig aufgelöst wurden. Die höher aufgelösten Zeitreihen der Vertikalgeschwindigkeit (30 Min.) bei Stat. 319 (Abb. 6.2a) zeigten ebenfalls starke symmetrische Bewegungen mit Geschwindigkeiten von bis zu 8 cm s^{-1} . Die Standardabweichungen waren in dieser Woche (2 cm s^{-1}) doppelt so groß wie im Jahresmittel und nahmen mit der Tiefe ab. Die Fehlergeschwindigkeiten zeigten kein signifikantes Signal. Deren Standardabweichungen waren nur für Tiefen flacher als 140m größer als das Jahresmittel (Abb. 6.2b). Die kleinen Fehlergeschwindigkeiten geben einen ersten Hinweis auf die große Horizontal-Skala der hier registrierten Prozesse, die deutlich größer als der Strahlenabstand (bis zu 200m) gewesen sein muß. Oberhalb von 140m, im Bereich der Sprungschicht, könnte die Zunahme der Fehlergeschwindigkeiten durch kleinere Horizontal-Skalen verursacht worden sein.

Die regelmäßigen Schwingungen der Vertikalgeschwindigkeiten und der Temperatur legen die Vermutung nahe, daß interne Wellen beobachtet wurden. So war zum Beispiel die Häufigkeitsverteilung der Vertikalgeschwindigkeiten mit gleich vielen auf- und abwärtigen Geschwindigkeiten recht gut normalverteilt (Abb.B.1), so wie man es für Wellenprozesse erwarten würde. Nur die Zeitreihe in 75m Tiefe (meistens in der Deckschicht) zeigte einzelne stärkere Abwärtsbewegungen und mehrheitlich schwache Aufwärtsbewegungen (Abb.B.1, Strichpunkt). Letzteres läßt sich eher durch konvektive Prozesse erklären, bei denen kleinräumiges schnelles Absinken durch großräumigen langsamen Auftrieb kompensiert wird.

Die Spektren der Vertikalgeschwindigkeit (Abb.B.2) zeigten eine signifikante Abnahme der

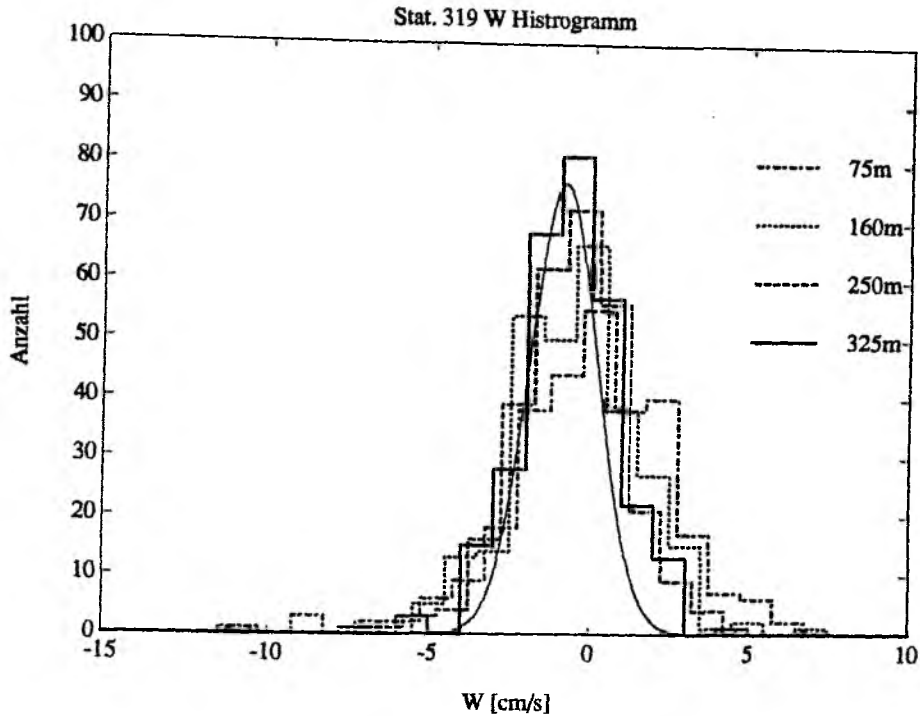


Abb. B.1: Histogramme der Vertikalgeschwindigkeit aus unterschiedlichen Tiefen bei Stat. 319 vom 17.-23.11.1988.

hochfrequenten Energie mit der Tiefe. Die Stabilitätsperiode wurde mit Hilfe von hydrographischen Stationen berechnet und betrug direkt unterhalb der Deckschicht in 150-300m Tiefe ca. eine Stunde. Die Abnahme der Energie mit der Tiefe ist konsistent mit der Vorstellung, daß interne Wellen von der Grenzschicht nach unten abgestrahlt wurden. Die Stabilitätsschwingungen in der Grenzschicht hatten Perioden von einigen Minuten und wurden auch von dem ADCP nicht mehr aufgelöst (30 Minuten Meßintervall).

Konsistenztests für die Energie- und Querspektren der Geschwindigkeiten sollen zeigen, ob die Strömungsvariationen mit den Modellspektren für interne Wellen übereinstimmen (Fofonoff, 1969; Müller et. al, 1978).

1. Die **Kohärenz** zwischen den Horizontalströmungskomponenten U und V ist gegeben durch:

$$C_o^2 = \frac{C_{uv}^2 + Q_{uv}^2}{(P_{uu}P_{vv})} = \frac{4\omega^2 f^2}{(\omega^2 + f^2)^2}$$

und in Abbildung B.3a gezeigt. Die gestrichelte Kurve aus 320m Tiefe folgte gut dem theoretischen Verlauf, während die gepunktete aus 75m nicht so gut mit der WKB-Theorie für interne Wellen übereinstimmte.

2. Das Verhältnis von vertikaler zu horizontaler Energie ist bestimmt durch:

$$\frac{P_{zz}}{P_{uu} + P_{vv}} = \frac{\omega^2}{(N^2 - \omega^2)} \frac{(\omega^2 - f^2)}{(\omega^2 + f^2)}$$

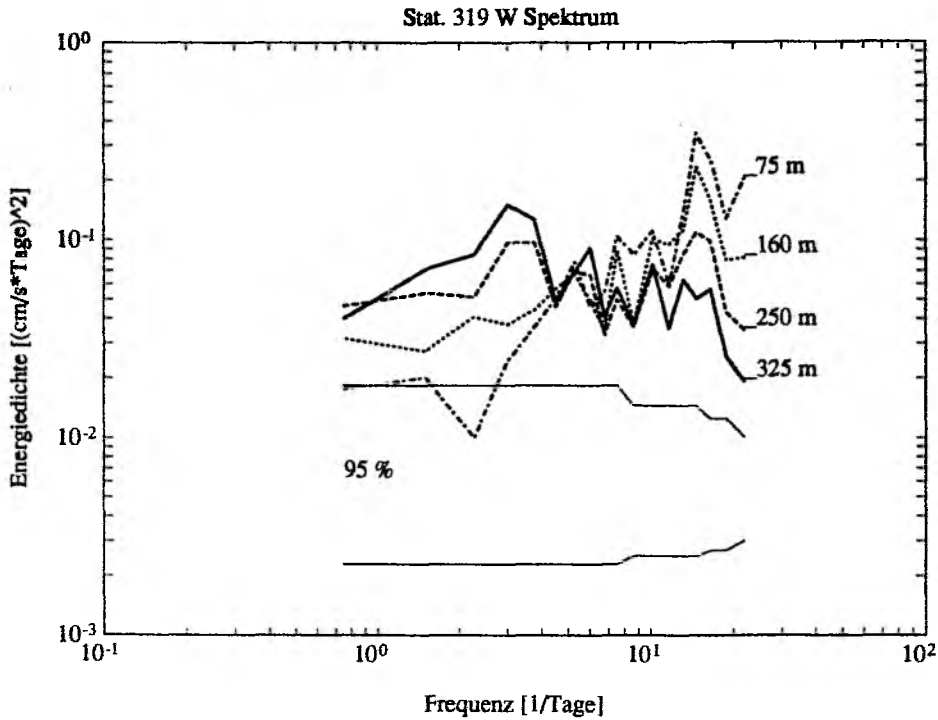


Abb. B.2: Spektren der Vertikalgeschwindigkeit aus unterschiedlichen Tiefen bei Stat. 319 von 17.-23.11.1988.

Hier wurde $N = 2 \cdot 10^{-3} \text{ rad s}^{-1}$ gewählt, was eher für die Tiefe in 320m als in 75m gilt. Es fällt auf, daß der hochfrequente Teil der Vertikalbewegungen in beiden Tiefen zu kleine Energien zeigte.

3. Das Verhältnis von rechts- zu linksdrehender Energie ist gegeben durch:

$$\frac{P_r}{P_l} = \left(\frac{\omega - f}{\omega + f} \right)^2 .$$

Wobei die Rotationsspektren sich aus den Energie- und Quadspektren der Horizontal-komponenten berechnen lassen:

$$P_r = (P_{uu} + P_{vv})/2 + Q_{uv} ; \quad P_l = (P_{uu} + P_{vv})/2 - Q_{uv} .$$

Beide Zeitreihen zeigen eine deutliche Zunahme der rechts-rotierenden Energie der Trägheitsperiode in guter Übereinstimmung mit der Theorie.

4. Als letztes wurde die Rotations-Kohärenz überprüft:

$$C_r^2 = \frac{4Q_{uv}^2}{(P_{uu} + P_{vv})^2} = \frac{4\omega^2 f^2}{(\omega^2 + f^2)^2} ,$$

und auch hier lag die Zeitreihe aus 320m Tiefe dichter an dem Modell für interne Wellen als die Zeitreihe aus der Deckschicht.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß höchstwahrscheinlich interne Wellen die starken Variationen der Geschwindigkeiten im November 1988 unterhalb der Deckschicht verursachten.

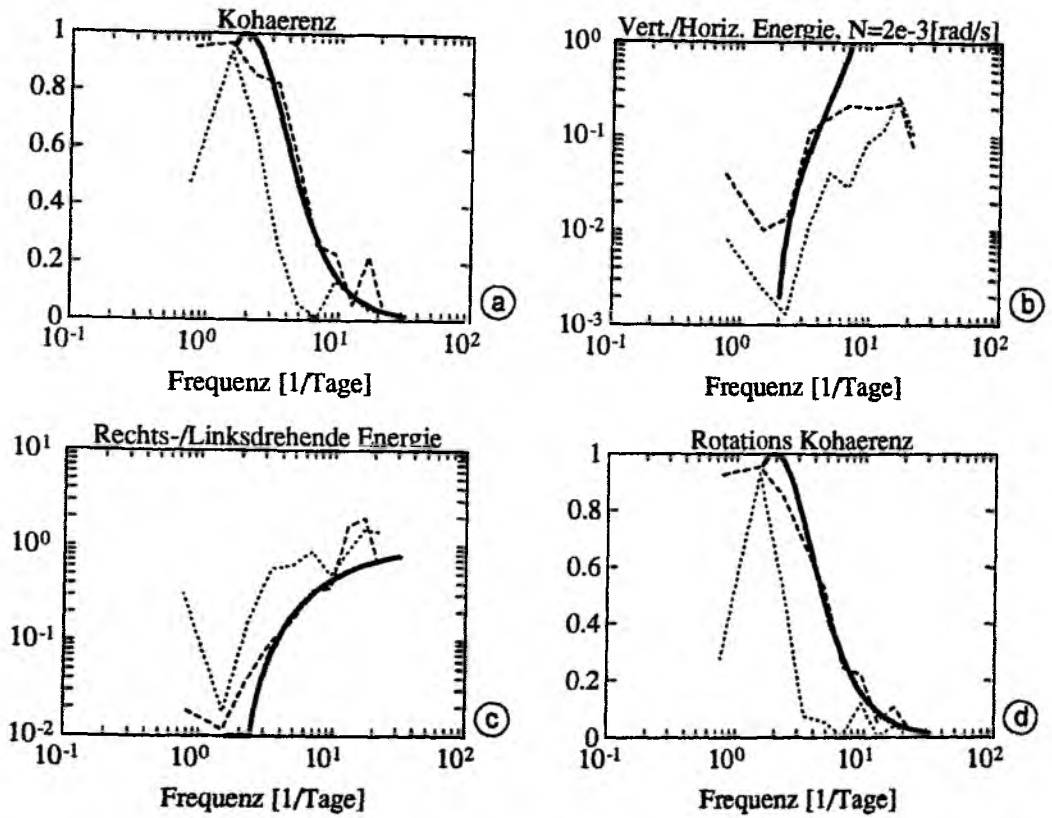


Abb. B.3: Interne Wellen Eigenschaften als Funktion der Frequenz: Theorie (dicke Linien) und Beobachtungen bei Stat. 319 aus 75m Tiefe (gepunktet) und 320m Tiefe (gestrichelt): (a) Kohärenz der Horizontalströmungen, (b) Verhältnis von vertikaler zu horizontaler Energie, (c) Verhältnis von rechts- zu linksdrehender Energie und (d) Rotationskohärenz.

Anhang C

Herleitung der Skalierungen von Konvektionszellen

Die Längen- und Geschwindigkeitsskalen von Konvektionszellen lassen sich mit Hilfe der mechanischen Energiegleichung abschätzen. Dazu wird die Bewegungsgleichung (5.1) um den Reibungsterm $\nabla \cdot (\nu \nabla \mathbf{u})$ erweitert und skalar mit \mathbf{u} multipliziert (z.B. Gill, 1982):

$$\frac{\partial \frac{1}{2} \mathbf{u}^2}{\partial t} + \rho^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F}' = -wg' - \epsilon + \rho^{-1} p' \nabla \cdot \mathbf{u} , \quad (\text{F.1})$$

wobei \mathbf{F}' einen Energiedichte fluß beschreibt:

$$\mathbf{F}' = (p' + \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2) \mathbf{u} - \mu \nabla (\frac{1}{2} \mathbf{u}^2) .$$

Die drei Terme beschreiben: die Druckarbeit normal zu den Berandungen eines Volumenelements, die Advektion und die Diffusion von kinetischer Energie. Auf der rechten Seite von Gleichung (F.1) beinhaltet $-wg' = B_0$ die Energieumwandlung von potentieller in kinetische Energie durch den Auftriebsfluß, $\rho^{-1} p' \nabla \cdot \mathbf{u}$ die Kompressionsarbeit und ϵ die Energiedissipationsrate:

$$\epsilon = \nu \left(\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \right)^2 \right) .$$

Reibungsfreie Skalierung: Als erstes wird die Erzeugung von kinetischer Energie durch einen Auftriebsfluß betrachtet:

$$\frac{\partial \frac{1}{2} \mathbf{u}^2}{\partial t} = -wg' = B_0 .$$

Daraus ergibt sich folgende Skalierung:

$$U \sim \sqrt{B_0 t} . \quad (\text{F.2})$$

Für die Zeitskala lassen sich mit Hilfe von

$$t = \frac{L}{U} \quad (\text{F.3})$$

drei Regime betrachten:

1. Bei voll ausgebildeter dreidimensionaler Turbulenz ergeben sich $L \sim h_{mix}$ und $U \sim w_* = u = v = w$ als typische Skalierung. Das Eindringen der Grenzschicht ergibt sich aus $t \sim h_{mix}/w_*$. In einem System mit Rotation gelten diese Skalierungen nur solange $t < t_r$ ist.
2. Für ein System mit Rotation ergibt sich eine Zeitskala aus der Rotationsperiode $t \sim f^{-1} \sim h_{crit}/w_*$, wobei h_{crit} die Deckschichttiefe angibt, in der Rotationseffekte anfangen, bedeutsam zu werden.
3. Die nächste Zeitskala wird erreicht, wenn die rotationsbeeinflussten Turbulenzelemente den Boden erreicht haben, d.h. $L = H$. Die Zeitskala dafür ist $t_H \sim H/u_{rot}$.

Damit lassen sich die Skalierungen herleiten, die von (Fernando et al., 1991; Maxworthy und Narimousa, 1991; Jones und Marshall, 1993) angegeben wurden:

$$U \sim \sqrt{B_0 t} \quad \left\{ \begin{array}{ll} t < t_r : U \sim \sqrt{B_0 \frac{h_{mix}}{w_*}} \Rightarrow w_* \sim (B_0 h_{mix})^{\frac{1}{3}} \\ t \sim t_r : U \sim \sqrt{\frac{h_{crit}}{w_*}} \Rightarrow U_{rot} \sim \left(\frac{B_0}{f}\right)^{\frac{1}{2}} \\ t > t_H : U \sim \sqrt{B_0 \frac{H}{U_{rot}}} \Rightarrow U_H \sim (B_0 H^2 f)^{\frac{1}{4}} \end{array} \right. \quad (F.4)$$

Mit Hilfe von Gleichung (F.3) ergeben sich die dazugehörigen Längenskalen:

$$L \sim Ut \quad \left\{ \begin{array}{ll} t < t_r : L \sim (B_0 h_{mix})^{\frac{1}{3}} t \Rightarrow h_{mix} \sim (B_0 t^3)^{\frac{1}{2}} \\ t \sim t_r : L \sim \left(\frac{B_0}{f}\right)^{\frac{1}{2}} f^{-1} \Rightarrow L_{rot} \sim \left(\frac{B_0}{f^3}\right)^{\frac{1}{2}} \\ t > t_H : L \sim (B_0 H^2 f)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{B_0}{f}\right)^{-\frac{1}{2}} H \Rightarrow L_H \sim B_0^{-\frac{1}{4}} f^{\frac{3}{4}} H^{\frac{3}{2}} \end{array} \right. \quad (F.5)$$

Rossbyzahl: Die Rossbyzahl gibt die Bedeutung von Rotation für das System an:

$$Ro = \frac{U}{fL} \quad (F.6)$$

Maxworthy und Narimousa (1991) und Jones und Marshall (1993) geben eine Rossbyzahl Ro_* an. Streng genommen ist Ro_* eine 'vertikale' Rossbyzahl ($U = U_{rot}, L = H$). Nur für ein Aspektverhältnis von $O(1)$ beschreibt sie auch horizontale Skalen. Die fundamentale Bedeutung dieser Rossbyzahl für das Konvektionsregime ist durch die Vielzahl der Balancen erkennbar, die sich durch Ro_* ausdrücken lassen (Jones und Marshall, 1993):

$$Ro_* = \frac{U}{fL} = \frac{U_{rot}}{fH} = \frac{g'_{rot}}{f^2 H} = \frac{H^2}{L_H^2} = \frac{L_{rot}}{H} = \frac{B_0^{\frac{1}{2}}}{f^{\frac{3}{2}} H} \sim \frac{Ra_f^{\frac{1}{2}}}{PrTa^{\frac{3}{4}}} \quad (F.7)$$

Wobei für g'_{rot} angenommen wurde, daß $w \sim U_{rot}$ ist:

$$B_0 = -wg \frac{\rho'}{\rho} = -wg' \sim U_{rot} g'_{rot},$$

und damit :

$$g'_{rot} \sim (B_0 f)^{\frac{1}{2}} \quad (F.8)$$

Gleichung für den thermischen Wind: Eine weitere grundlegende Beziehung in Rotationsregimen ist die thermische Windgleichung:

$$f \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho'}{\partial x} = \frac{\partial g'}{\partial x},$$

daraus ergibt sich auch eine Skalierung für g' :

$$g' \sim U f \frac{L}{H} \quad \left\{ \begin{array}{ll} t \sim t_r : g' \sim \left(\frac{B_0}{f}\right)^{\frac{1}{2}} f & \Rightarrow g'_{rot} \sim (B_0 f)^{\frac{1}{2}} \\ t > t_H : g' \sim (B_0 H^2 f)^{\frac{1}{4}} B_0^{-\frac{1}{4}} f^{\frac{3}{4}} H^{\frac{5}{2}} \frac{1}{H} & \Rightarrow g'_H \sim f^2 H \end{array} \right. \quad (F.9)$$

Die Skalierung der reduzierten Schwerebeschleunigung g' ergibt für den Zeitbereich $t > t_H$ eine merkwürdige Beziehung, die unabhängig vom Auftriebsfluß ist. Formal liegt das an der Geschwindigkeitsskala U_H , deren physikalische Bedeutung nicht offensichtlich ist.

Send und Marshall (1993) geben für diesen Zeitbereich eine Horizontalgeschwindigkeit U_{rim} an, die der Skalierung für den thermischen Wind mit $g' = \sqrt{B_0 f}$ genügt:

$$U_{rim} \sim \frac{g'}{f} \frac{H}{L_H} = U_{rot} \frac{H}{L_H} = B_0^{\frac{3}{4}} f^{-\frac{5}{4}} H^{-\frac{1}{2}}. \quad (F.10)$$

Hierbei ist U_{rim} eine Horizontalgeschwindigkeit mit der dazugehörigen Vertikalgeschwindigkeit U_{rot} . Damit läßt sich eine 'klassische' (horizontale) Rossbyzahl angeben:

$$Ro_H = \frac{U}{fL} = \frac{U_{rim}}{fL_H} = \frac{g'}{f^2 l_{rim}} \frac{H}{l_{rim}} = \frac{H^4}{L_H^4} = Ro_*^2 = \frac{B_0}{f^3 H^2} \sim \frac{Ra_f}{Pr^2 Ta^{\frac{3}{2}}}, \quad (F.11)$$

die das Quadrat von Ro_* ist. Die Geschwindigkeitsskala U_{rim} wird im folgenden anstelle von U_H für den Zeitbereich $t > t_H$ verwendet.

Vergleich zwischen Dissipation und Auftrieb: Die Dissipation ϵ läßt sich für die gleichen Zeitregime skalieren:

$$\epsilon \sim \nu \left(\frac{U}{L}\right)^2 \quad \left\{ \begin{array}{ll} t < t_r : \epsilon \sim \nu (B_0 h_{mix})^{\frac{2}{3}} h_{mix}^{-2} & \Rightarrow \epsilon_{mix} \sim \nu B_0^{\frac{2}{3}} h_{mix}^{-\frac{4}{3}} \\ t \sim t_r : \epsilon \sim \nu \left(\frac{B_0}{f}\right) \left(\frac{B_0}{f^3}\right)^{-1} & \Rightarrow \epsilon_{rot} \sim \nu f^2 \\ t > t_H : \epsilon \sim \nu (B_0^{\frac{3}{2}} f^{-\frac{5}{2}} H^{-1}) (B_0^{\frac{1}{2}} f^{-\frac{3}{2}} H^{-3}) & \Rightarrow \epsilon_H \sim \nu \frac{B_0^2}{f^4 H^4} \end{array} \right. \quad (F.12)$$

Die Bedeutung der Dissipation im Vergleich zum Auftriebsfluß läßt sich durch eine dimensionslose Zahl für alle Regime angeben:

$$G \sim \frac{B_0}{\epsilon} \quad \left\{ \begin{array}{ll} t < t_r : G \sim \nu^{-1} B_0^{\frac{1}{3}} h_{mix}^{\frac{4}{3}} & \Rightarrow G_{mix} \sim Ra_f^{\frac{1}{3}} Pr^{-\frac{2}{3}} \sim Re_v \\ t \sim t_r : G \sim \frac{B_0}{\nu f^2} & \Rightarrow G_{rot} \sim Ra_f Pr^{-2} Ta^{-1} \\ t > t_H : G \sim \frac{H^4}{\nu B_0} & \Rightarrow G_H \sim Ek_v^{-1} \frac{H^2 f^3}{B_0} \end{array} \right. \quad (F.13)$$

Wobei Ek_v die vertikale Ekmanzahl ist:

$$Ek_v = \frac{\nu}{H^2 f} = Ta^{-\frac{1}{2}}$$

und Re_v die vertikale Reynoldszahl:

$$Re = \frac{UL}{\nu}; \quad Re_v = \frac{w_* h_{mix}}{\nu}.$$

Die dimensionslose Zahl G_{rot} wurde auch von Boubnov und Golitsyn (1990), Chen et al. (1989) und Brickman und Kelley (1993) verwendet.

Mit dem Einführen der Rossbyzahl Ro läßt sich besser der Zusammenhang zwischen den drei dimensionslosen Zahlen G erkennen:

$$G_{mix} \sim Ra_f^{\frac{1}{3}} Pr^{-\frac{2}{3}} \sim Re_v \sim Ro^{\frac{1}{3}} Ek_v^{-1} \quad (F.14)$$

$$G_{rot} \sim Ra_f Pr^{-2} Ta^{-1} \sim Ro Ek_v^{-1} \quad (F.15)$$

$$G_H \sim \frac{H^4 f^4}{\nu B_0} \sim Ro^{-1} Ek_v^{-1}. \quad (F.16)$$

Damit lassen sich für die verschiedenen Zeitregime 'kritische' Ekmanzahlen angeben, die bestimmen, ob das System diffusiv ist oder nicht. Prinzipiell läßt sich damit feststellen, ob eine Modellsimulation wirklich 'reibungsfrei' war ($\nu_{modell} < \nu_{crit}$). Z.B. zeigte ein Lauf von den numerischen Experimenten von Jones und Marshall (1993) mit einer Rotation von $f = 10^{-6} s^{-1}$, daß sich die horizontalkinetische Energie nicht mit U_{rot} skalieren ließ. Bei dem verwendeten vertikalen Austauschkoefizienten von ($\nu = 0.2 m^2 s^{-1}$) ergibt sich eine Ekmanzahl von $Ek_v \sim 5 \cdot 10^{-2}$. Die Rossbyzahl war für diesen Modelllauf $Ro = Ro_*^2 \sim 10^5$ und damit ergibt sich $G_H \sim 2 \cdot 10^{-4}$. Der sehr kleine Wert von G bedeutet, daß bei diesem Lauf ein Reibungsregime ($\nu_{crit} \sim 4 \cdot 10^{-5} m^2 s^{-1}$) modelliert wurde.

Abbildung C.1 trägt alle Experimente von Jones und Marshall (1993) und Maxworthy und Narimousa (1991) im Rossby-Ekmanzahlraum auf. Die 'kritische' Grenze ist bei $G_H = 1$, wo der Auftriebsfluß gleich der Dissipation ist. Der eben beschriebene Lauf mit der langsamsten Rotationsrate liegt deutlich im Reibungsregime.

Diffusive Skalierung: Für ein diffusives System läßt sich eine Skalierung der Vertikalskala durch die Dichteerhaltungsgleichung erhalten:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} + u_h \cdot \nabla_h \rho = k \nabla^2 \rho. \quad (F.17)$$

Vertikal sollte dabei für Konvektionszellen im wesentlichen folgende Balance gelten:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \quad (F.18)$$

und ergibt in skalierten Form:

$$H \sim (kt)^{\frac{1}{2}} \sim \left(\frac{k}{f}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (F.19)$$

Allerdings ist dabei anzumerken, daß bei großen Vertikalgeschwindigkeiten die vertikale Dichte advektion nicht mehr klein sein muß. Geht man jedoch erstmal davon aus, daß sie zu ver-

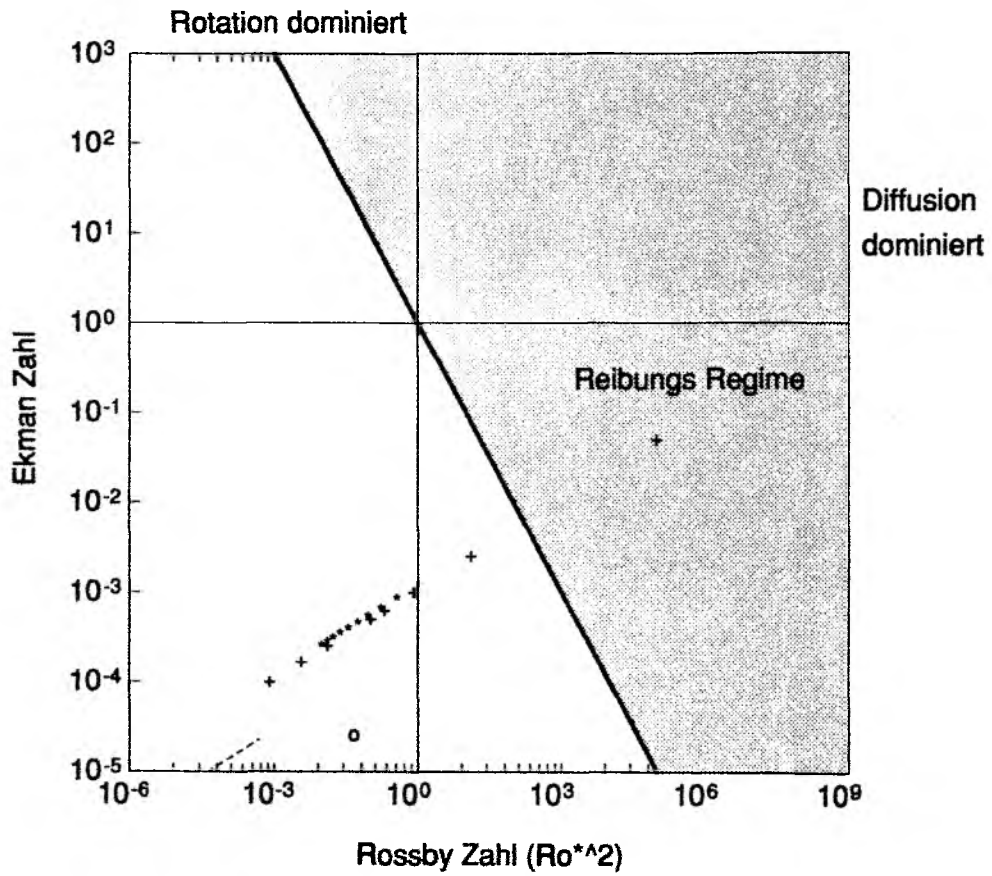


Abb. C.1: Konvektionsexperimente von Jones und Marshall (1993; Kreuze) und von Marworthy und Narimousa (1991; Kreise) im Ekman-Rossbyzahl-Diagramm. Durchgezogene Linie trennt 'Reibungsregime' von 'freier' Konvektion.

nachlässigen ist, so ergeben sich mit Hilfe von Gleichung (F.3) die dazugehörigen Geschwindigkeitsskalen:

$$U \sim \frac{L}{t} \quad \left\{ \begin{array}{ll} t < t_r : U \sim (kt)^{\frac{1}{2}} t^{-1} & \Rightarrow w_{*f} \sim \left(\frac{k}{t}\right)^{\frac{1}{2}} \\ t \sim t_r : U \sim \left(\frac{k}{f}\right)^{\frac{1}{2}} f & \Rightarrow U_{rotf} \sim (kf)^{\frac{1}{2}} \\ t > t_H : U \sim H(kf)^{\frac{1}{2}} H^{-1} & \Rightarrow U_{Hf} \sim (kf)^{\frac{1}{2}} \end{array} \right. \quad (F.20)$$

Weiterhin ergibt die mechanische Energiegleichung eine Geschwindigkeitsskalierung unter der Annahme, daß der Auftriebsfluß mit der Dissipation in Balance ist:

$$B_0 = -wg' = \epsilon.$$

Die läßt sich wie folgt skalieren:

$$U \sim \sqrt{\frac{B_0}{\nu}} L \quad \left\{ \begin{array}{ll} t < t_r : U \sim w_* \sim \left(\frac{B_0}{\nu}\right)^{\frac{1}{2}} h_{mix} & \Rightarrow w_* \sim (B_0 h_{mix})^{\frac{1}{3}} \\ t \sim t_r : U \sim \left(\frac{B_0}{\nu}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{k}{f}\right)^{\frac{1}{2}} & \Rightarrow U_{rot} \sim \left(\frac{B_0}{f}\right)^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{2}} \\ t > t_H : U \sim \left(\frac{B_0}{\nu}\right)^{\frac{1}{2}} H & \Rightarrow U_H \sim \frac{B_0}{Hf^2} \end{array} \right. \quad (F.21)$$

wobei im Falle $t < t_r$ die Reynoldszahl $Re_\nu \sim 1$ eine Skalierung für ν ergab:

$$\nu_{mix} \sim w_* h_{mix}.$$

Im Zeitbereich $t \sim t_r$ wurde die Beziehung:

$$L \sim H \sim \left(\frac{k}{f}\right)^{\frac{1}{2}}$$

eingesetzt und aus Gleichung (F.13):

$$\nu_{rot} \sim \frac{B_0}{f^2}.$$

Die dazugehörige Längenskala ergibt sich aus:

$$L_{rot} \sim \left(\frac{k}{f}\right)^{\frac{1}{2}} \sim \left(\frac{\nu}{f} Pr\right)^{\frac{1}{2}} \sim \left(\frac{B_0}{f^3}\right)^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{2}} \sim U_{rot} f. \quad (F.22)$$

Die Längen- und Geschwindigkeitsskalen im Grenzbereich $t \sim t_r$ sind bis auf die Wurzel aus der Prandtlzahl identisch mit denen, die aus der reibungsfreien Balance hergeleitet wurden.

Konvektionszellen im geostrophischen Gleichgewicht: Nachdem die Konvektionszellen den Boden (oder eine stark geschichtete Grenzschicht) erreicht haben $t > t_H$, werden sich die seitlichen Grenzflächen neigen ('cylinder collaps'). Die charakteristische Längenskala (Radius der Konvektionszellen) ist der Rossbyradius (Maxworthy und Narimousa, 1991)

$$Rr = \frac{\sqrt{g'h}}{f}.$$

Nimmt man nun an, daß $h = H$ ist und $g' = g'_{rot}$ so ergibt sich der Rossbyradius zu:

$$Rr \sim L_\rho \sim \frac{\sqrt{g'_{rot}H}}{f} \sim B_0^{\frac{1}{4}} f^{-\frac{3}{4}} H^{\frac{1}{2}}. \quad (F.23)$$

Rr beschreibt die Horizontalskala für Konvektionszellen, die den Boden oder eine stabile Grenzschicht erreicht haben.

Mit Hilfe der Gleichung für den thermischen Wind und $g' \sim \sqrt{B_0} f$ läßt sich dazu eine Geschwindigkeitsskala angeben:

$$U_{Rr} \sim \frac{g'H}{fRr} = B_0^{\frac{1}{4}} f^{\frac{1}{2}} H^{\frac{1}{2}}. \quad (F.24)$$

U_{Rr} beschreibt z.B. die Wirbelgeschwindigkeit der Konvektionszellen im geostrophisch balancierten Zustand.

Das Verhältnis zwischen den Skalen U_{rot} (z.B. Vertikalgeschwindigkeit) und U_{Rr} (z.B. Wirbelgeschwindigkeit) läßt sich durch die dimensionslose Rossbyzahl ausdrücken:

$$\frac{U_{rot}}{U_{Rr}} = \frac{B_0^{\frac{1}{4}}}{f^{\frac{3}{4}} H^{\frac{1}{2}}} = Ro_*^{\frac{1}{2}} = Ro_H^{\frac{1}{4}}. \quad (F.25)$$

Dasselbe gilt auch für das Verhältnis der Längenskalen:

$$Ro_* = Ro_H^{\frac{1}{2}} = \frac{U_{rot}^2}{U_{Rr}^2} = \frac{L_{rot}^2}{Rr^2}. \quad (F.26)$$

Bei zunehmender Bedeutung von Rotation $Ro_* \rightarrow 0$ wächst U_{Rr} an, während U_{rot} abnimmt. D.h. die Wirbelgeschwindigkeit nimmt zu und die Vertikalbewegung ab.

Es zeigt sich, daß die 'natürliche' Rossbyzahl Ro_* von fundamentaler Bedeutung für die Skalierung der Geschwindigkeit und Längenskalen in Konvektionsregimen ist.

Literaturverzeichnis

- Aagaard, K., J.H. Swift and E.C. Carmack, 1985:** Thermohaline circulation in the Arctic Mediterranean Seas. *J. Geophys. Res.*, **90**, 4833-4846.
- Aagaard, K., E. Fahrbach, J. Meincke and J.H. Swift, 1991:** Saline outflow from the Arctic Ocean: Its contribution to the Deep Waters of the Greenland, Norwegian and Iceland Seas. *J. Geophys. Res.*, **96**, 20433-20441.
- Anati, D., 1970:** On the mechanism of the deep mixed layer formation during MEDOC'69. *Cah. Océanogr.*, **22**, 427-443.
- Belliveau, D.J., G.L. Bugden and S.G.K. Melrose, 1989** Measuring ice motion - from below. *Sea Technology*, **30**, 10-12.
- Bersch, M. 1988:** On deep convection in the Weddell Gyre. *Deep-Sea Res.*, **35**, 1269-1296.
- Boubnov, B.M. and G.S. Golitsyn, 1990:** Temperature and velocity field regimes of convective motions in a rotating plane fluid layer. *J. Fluid Mech.*, **219**, 215-239.
- Brickman, D. and D. E. Kelley, 1993:** Onset and development of convection in a rotating fluid: scales and patterns of motion. *Submitted to Dyn. Atmos. Oceans*.
- Brickman, D. and D. E. Kelley, 1993:** Rotating Convection: Scales and Regimes. *Submitted to Dyn. Atmos. Oceans*.
- Broecker, W.S., D.M. Peteet and D. Rind, 1985:** Does the ocean-atmosphere system have more than one stable mode of operation? *Nature*, **315**, 21-26.
- Broecker, W.S., M. Andree, W. Wolfl, H. Oeschger, G. Bonani, J. Kennet and D. Peteet, 1988:** The chronology of the last deglaciation: implications of the cause of the Younger Dryas event. *Paleoceanogr.*, **3**, 1-19.
- Bunker, A.F., 1972:** Wintertime interactions of the atmosphere with the Mediterranean Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **2**, 225-238.
- Bunker, A.F., 1976:** Computations of surface energy flux and annual air-sea interaction cycles of the North Atlantic Ocean. *Monthly Weather Review*, **104**, 1122-1140.
- Carmack, E.C. and K. Aagaard, 1973:** On the deep water of the Greenland Sea. *Deep-Sea Res.*, **20**, 687-715.
- Carmack, E.C., 1986:** Circulation and mixing in ice-covered waters. *The Geophysics of Sea ice*, N. Untersteiner (Ed.), Plenum Press, 641-712.

- Cavalieri, D.J. and P. Gloersen, 1984: Determination of Sea Ice parameters with the NIMBUS 7 SSMR. *J. Geophys. Res.*, **89**, 5355-5369.
- Chandrasekhar, S., 1961: Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. *Oxford: Clarendon Press*, 645 pp.
- Chereskin, T.K., E. Firing and J.A. Gast, 1989: Identifying and screening filter skew and noise bias in Acoustic Doppler Current Profiler measurements. *J. Atm. Ocean Tech.*, **6**, 1040-1054.
- Chen R., H.J.S. Fernando and D.L. Boyer, 1989: Formation of isolated vortices in a rotating convecting fluid. *J. Geophys. Res.*, **94**, 18.445-18.453.
- Chu, P. 1990: Geophysics of deep convection and deep water formation in oceans. in *Deep convection and deep water formation in the oceans* P.C. Chu and J.C. Gascard (Eds.), Elsevier, 20-38.
- Clarke, R.A. and J.-C. Gascard, 1983: The formation of Labrador Sea Water, Part I — Large scale processes. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1764-1788.
- Clarke, R.A. and A. R. Coote, 1988: The formation of Labrador Sea Water, Part III — The evolution of oxygen and nutrient concentration. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 469-480.
- Clarke, R.A., J.H. Swift, J.L. Reid and K.P. Koltermann, 1990: The formation of Greenland Sea Deep Water: double diffusion or deep convection? *Deep-Sea Res.*, **37**, 1385-1424.
- Dickson, R.R., E.M. Gmitrowicz and A.J. Watson, 1990: Deep-water renewal in the northern North Atlantic. *Nature*, **344**, 848-850.
- Dietrich, G., 1956: Überströmung des Island-Färör Rückens in Bodennähe nach Beobachtungen mit dem Forschungsschiff "Anton Dohrn" 1955-56. *Deutsche Hydrographische Zeitschrift*, **9**, 78-89.
- Dietrich, G., 1969: Atlas of the hydrography of the northern North Atlantic Ocean. *ICES, Service Hydrogr.*, 140 pp..
- Fernando, H.J.S., D.L. Boyer and R. Chen, 1989: Turbulent thermal convection in rotating stratified fluids. *Dyn. Atmos. Oceans*, **13**, 95-121.
- Fernando, H.J.S., R. Chen and D.L. Boyer, 1991: Effects of rotation on convective turbulence. *J. Fluid. Mech.*, **228**, 513-547
- Fischer, J. and M. Visbeck, 1993: Seasonal variations of the daily zooplankton migration in the Greenland Sea. *in press Deep-Sea Res.*
- Flagg, C.N. and S.L. Smith, 1989: Zooplankton abundance measure from Acoustic Doppler Current Profilers. *Proceedings of OCEAN'89, Mar. Tech. Soc. and I.E.E.E., Seattle, WA, Sept.*, 18-21.
- Fofonoff, N.P, 1969: Spectral characteristics of internal waves in the ocean. *Deep Sea Res.*, **16**, suppl. 58-71.
- Garwood, R.W. Jr., 1990: Enhancements to deep turbulent entrainment. in *Deep convection and deep water formation in the oceans* P.C. Chu and J.C. Gascard (Eds.), Elsevier, 197-213.
- Gascard, J.C., 1973: Vertical motion in a region of deep water formation. *Deep-Sea Res.*, **20**, 1011-1028.

- Gascard, J.C., 1978: Mediterranean deep water formation, baroclinic instabilities and oceanic eddies. *Oceanol. Acta*, **1**, 315-330.
- Gascard, J.C. and A. R. Clarke, 1983: The formation of Labrador Sea Water, Part II — Mesoscale and smallscale processes. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1779-1797.
- Gill, A. E., 1982: Atmosphere ocean dynamics. *Academic Press, New York*, 662 pp.
- Gill, A. E., 1973: Circulation and bottom water formation in the Weddell Sea. *Deep-Sea Res.*, **20**, 111-140.
- Gordon A.L., 1978: Deep antarctic convection west of Maud Rise. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 600-612.
- GSP Group, 1990: The Greenland Sea Project - a venture towards understanding of the oceans role in climate. *EOS*, **71**, 750-755.
- Guest, P.S. and K.L. Davidson, 1991: Meteorological triggers for deep convection in the Greenland Sea. in *Deep convection and deep water formation in the oceans* P.C. Chu and J.C. Gascard (Eds.), Elsevier, 360-375.
- Häkkinen, S., 1987: Upwelling at the ice edge: a mechanism for deep water formation? *J. Geophys. Res.*, **92**, 5031-5034.
- Häkkinen, S., 1988: A Note on Chimney Formation in Ice Edge Regions. *J. Geophys. Res.*, **93**, 8279-8282.
- Häkkinen, S., G.L. Mellor and L.H. Kantha, 1992: Modeling Deep Convection in the Greenland Sea. *J. Geophys. Res.*, **97**, 5389-5408.
- Heinze, C., P. Schlosser, K.P. Koltermann and J. Meincke, 1990: A tracer study of the deep water renewal in the European polar seas. *Deep-Sea Res.*, **37**, 1425-1453.
- Helland-Hansen, B. and F. Nansen, 1909: The Norwegian Sea: Its physical oceanography based upon the Norwegian researches 1900-1904. *Rep. Norw. Fisch. Mar. Invest.*, **2**, 390 pp.
- Hogg, N. G., 1973: The preconditioning phase of MEDOC 1969 — II. Topographic effects. *Deep-Sea Res.*, **20**, 449-459.
- Humboldt, A. von, 1845: *Kosmos. Entwurf einer Physikalischen Weltbeschreibung*, **1**, J. G. Cotta, Stuttgart und Tübingen, 493 pp.
- Huppert, H.E., 1971: On the stability of a series of double diffusive layers. *Deep-Sea Res.*, **18**, 1005-1021.
- Hurdle, B. G. (Ed.) 1986: The nordic Seas. Springer-Verlag, New York, 777pp.
- Isemer, H.-J. and L. Hasse, 1987: The BUNKER Climate Atlas of the North Atlantic Ocean, vol. 2, Air-Sea Interactions. Springer, New York, 256pp.
- Johannessen, O.M. and S. Sandven, 1989: SISEX 89, a prelaunch ERS-1 experiment. *Nansen Remote Sensing Center, Techn. Report*, **23**, 39 pp.
- Jones, H. and J. Marshall, 1993: Convection with rotation in a neutral ocean a study of open-ocean deep convection. *J. Phys. Oceanogr.* in press.

- Killworth, P.D., 1976: The mixing and spreading phases of MEDOC. I. *Progress in Oceanography*, **7**, Pergamon Press, 59-90.
- Killworth, P.D., 1979: On "Chimney" formations in the ocean. *J. Phys. Ocean.*, **9**, 531-554.
- Killworth, P.D., 1983: Deep convection in the world ocean *Rev. Geophys. Space Phys.*, **21** (1), 1-26.
- Koltermann, K.P. and H. Lüthje, 1989: *Hydrographic atlas of the Greenland and northern Norwegian Seas (1979-1987)* Dt. Hydr. Inst. **2328**, 274 pp.
- Kraus, E. B. and T. S. Turner, 1967: A one-dimensional model of the seasonal thermocline II: The general theory and its consequences. *Tellus*, **19**, 98-106.
- Kraus, E. B. (Ed.), 1977: Modelling and prediction of the upper layers of the Ocean. *Pergamon Press, Oxford*, 325 pp.
- Krümmel, O., 1911: Handbuch der Ozeanographie. *J. Engelhorns Nachf., Stuttgart*.
- Lazier, J.R.N., 1973: The renewal of Labrador Sea water. *Deep-Sea Res.*, **20**, 341-353.
- Leaman, K. and F. Schott, 1991: Hydrographic structure of the convection regime in the Gulf of Lions: Winter 1987. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 573-596.
- Legutke, S., 1991 A numerical investigation of the circulation in the Greenland and Norwegian Seas. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 118-148.
- Macklin, S.A., 1983: Wind drag coefficient over first-year Sea Ice in the Bering Sea. *J. Geophys. Res.*, **88**, 2845-2852.
- Madec G., M. Chartier, P. DeLecluse and M. Crépon, 1990: A three dimensional numerical study of deep-water formation in the northwestern Mediterranean Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1349-1371
- Maier-Reimer, E. and U. Mikolajewicz, 1989: Experiments with an OGCM on the cause of the Younger Dryas. *Rept.*, **39**, MPI Hamburg. 13 pp.
- Manabe, S. and R.J. Stouffer, 1988: Two stable equilibria of a coupled ocean-atmosphere model. *J. Climate*, **1**, 841-866.
- Marotske J., 1990: Instabilities and multiple equilibria of the thermohaline circulation. *Ph. D. dissertation, Ber. Institut für Meereskunde, Kiel*, 126 pp.
- Maxworthy, T. and S. Narimousa, 1991: Vortex generation by convection in a rotating fluid. *Ocean Modelling, (unpubl. Manusk.)*, **92**.
- McDougall T.J. and B.R. Ruddick, 1992: The use of ocean microstructure to quantify both turbulent mixing and salt fingering. *Deep Sea Res.* **39**, 1931-1952.
- McDougall, T.J., 1987: Thermobaricity, cabbeling, and water-mass conversion. *J. Geophys. Res.*, **92**, 5448-5464.
- McDougall, T.J., 1983: Greenland Sea bottom water formation: a balance between advection and double-diffusion. *Deep-Sea Res.*, **30**, 1109-1117.

- MEDOC group, 1970:** Observation of formation of deep water in the Mediterranean Sea. *Nature*, **227**, 1037-1040.
- Mirbach, K., 1991:** Windvektormessungen mit Akustik-Doppler-Stromprofilmeßgeräten. *Diplomarbeit Universität Kiel*.
- Müller P., D.J. Olbers and J. Willebrand, 1978:** The Iwex spectrum. *J. Geophys. Res.*, **83**, 479-500.
- Nansen, F., 1906:** Northern waters: Captain Roald Amundsen's observations in the Arctic Seas in 1901. With a discussion of the origin of the bottom-waters of the Northern Seas. *Videnskabs-Selskabets Skrifter. I. Mathematik-Naturvitenskapelig Klasse*, 1906:3, 145 pp.
- Niiler, P. P. and E. B. Kraus, 1977:** One-dimensional models of the upper ocean. *Modelling and prediction of the upper layers of the ocean. Pergamon Press, Oxford*, 143-179.
- Parkinson, C.L., 1992** Length of sea ice seasons in the north polar regions. *J. Geophys. Res.*, **97**, 14377-14388.
- Plueddemann, A.J. and R. Pinkel, 1989:** Characterisation of the patterns of diel migration using Doppler sonar. *Deep-Sea Res.*, **36**, 509-530.
- Prichard, R. S. (Ed.) 1980:** Sea Ice Processes and Models. *Univ. of Washington Press, Seattle*, 472 pp.
- Quadfasel, D. and J. Meincke, 1987:** Note on the thermal structure of the Greenland Sea gyre. *Deep-Sea Res.*, **34**, 1883-1888.
- Rahmstorf, S., 1991:** A zonal-averaged model of the ocean's response to climatic change. *J. Geophys. Res.*, **96**, 6951-6963.
- Reppin, J., 1990:** Analyse von Rückstreuamplitude und Dopplergeschwindigkeit von ADCPs im Vergleich mit Zooplanktonvorkommen. *Diplomarbeit Universität Kiel*
- RDI-Primer, 1989:** Acoustic Doppler Current Profilers Principles of operation: a practical primer. *RD Instruments, San Diego*, 36 pp.
- Rhein, M., 1991:** Ventilation rates of the Greenland and Norwegian Seas derived from distributions of the chlorofluoromethanes F11 and F12. *Deep-Sea Res.*, **38**, 485-503.
- Roach, A.T., K. Aagaard and F. Carsey, 1993** Coupled ice-ocean variability in the Greenland Sea. *Dyn. Atmos.-Ocean*, in press.
- Rudels, B., D. Quadfasel, H. Friedrich and M.-N. Houssais, 1989:** Greenland Sea convection in the winter of 1987-1988. *J. Geophys. Res.*, **94 (C3)**, 3223-3227.
- Rudels, B., 1990:** Haline Convection in the Greenland Sea. *Deep-Sea Res.*, **37 (9)**, 1491-1511.
- Rudels, B. and D. Quadfasel 1991:** Convection and deep water formation in the Arctic Ocean — Greenland Sea System. *J. Mar. Syst.*, **2**, 435-450.
- Rumford, B., 1800:** Essay VII, The Propagation of Heat in Fluids. In *Essays, Political, Economical, and Philosophical, A New Edition*, **2**, 197-386.
- Sankey, T., 1973:** The formation of deep water in the northwestern Mediterranean. *Progress in Oceanography*, vol. **6**, 159-179.

- Schlosser, P., G. Bönnisch, M. Rhein, R. Bayer, 1991: Reduction of deepwater formation in the Greenland Sea during the 1980s: Evidence from tracer data. *Science*, **251**, 1054-1056.
- Schott, F., 1989: Measuring winds from underneath the ocean surface by upward-looking acoustic Doppler current profilers. *J. Geophys. Res.*, **94**, 8313-8321.
- Schott, F. and K. Leaman, 1991: Observations with Moored Acoustic Doppler Current Profilers in the Convection Regime in the Golfe du Lion. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 558-574.
- Schott, F., M. Visbeck and J. Fischer, 1993: Observations of vertical currents and convection in the central Greenland Sea during the winter of 1988/89. *J. Geophys. Res.*, in press.
- Schott, F., M. Visbeck, J. Fischer, U. Send, L. Stramma and E. Desaubies, 1993: Observations of convection in the northwestern Mediterranean during the winter of 1991/92. in preparation.
- Send, U. and J. Marshall, 1993: Integral effects of deep convection. submitted to *J. Phys. Oceanogr.*.
- Seung, Y.-H., 1987: A buoyancy flux-driven cyclonic gyre in the Labrador Sea. *J. Phys. Ocean.*, **17**, 134-146.
- Smethie, W.M., Jr., H.G. Östlund and H.H. Loosli, 1986: Ventilation of the deep Greenland and Norwegian Seas: evidence from krypton-85, tritium, carbon 14 and argon-39. *Deep-Sea Res.*, **33**, 675-703.
- Smith, W. O. (ed) 1990: Polar Oceanography, Part A, Physical Sciences. *Academic Press, New York*, 406pp.
- Stern, M., 1960: The 'salt fountain' and thermohaline convection. *Tellus*, **12**, 172-175.
- Stommel, H., 1962: Examples of mixing and self-exciting convection on the T-S diagram. *Oceanology*, **2**, 205-209.
- Stommel, H., A. Voorhis and D. Webb, 1971: Submarine clouds in the deep ocean. *Am. Scientist*, **59**, 717-723.
- Stommel, H., 1972: Deep winter-time convection in the Western Mediterranean Sea. *Studies in Physical Oceanography, A tribute to Georg Wüst on his 80th Birthday*, A.L Gordon and Breach Science, 207-218.
- Strass V.H., E. Fahrbach, U. Schauer, L. Sellmann, 1993: Formation of Denmark Strait Overflow Water by mixing in the East Greenland Current. *J. Geophys. Res.*, **98**, 6907-6919.
- Swallow, J.C., and G.E. Caston, 1973: The preconditioning phase of MEDOC 1969 — I. Observations. *Deep-Sea Res.*, **20**, 429-448.
- Tang, C.L., M. Ikeda, 1989: Ice-edge upwelling off the Newfoundland Coast during LIMEX. *Dyn. Atmos. Oceans*, **27** (4), 658-681.
- Turner, J.S. and H. Stommel, 1964: A new case of convection in the presence of combined vertical salinity and temperature gradients. *Proc. U.S. Acad. Sci.*, **52**, 49-53.
- Turner, J.S., 1965: The coupled turbulent transport of salt and heat across a sharp density interface. *Int. J. Heat & Mass Transfere*, **8**, 759-767.
- Turner, J.S., 1973: Buoyancy Effects in Fluids. *Cambridge University Press*, 367 pp.

- Untersteiner, N. (Ed.) 1986:** The Geophysics of Sea Ice. *Plenum Press, New York*, 164, 1196 pp.
- van Aken, H.M., D. Quadfasel, A. Warpakowski, 1991:** The arctic front in the Greenland Sea during February 1989: Hydrographic and Biological observations. *J. Geophys. Res.*, **96**, 4739-4750.
- Vinje, T.E., 1977:** Sea ice conditions in the European sector of the marginal seas of the Arctic, 1966-75. *Arbok. Nor. Ploarinst. 1975*, 163-174.
- Voorhis, A. and D. C. Webb, 1970:** Large vertical currents observed in a western sinking region of the northwestern Mediterranean. *Cah. Océanogr.*, **22**, 571-580.
- Wadhams, P., 1981:** The ice cover in the Greenland and Norwegian Seas. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **19** (3), 345-393.
- Warren, B.A., 1981:** Deep circulation of the World Ocean. *Evolution of Physical Oceanography*, MIT Press, Cambridge, 6-41.
- Worthington, L.V., 1970:** The Norwegian Sea as a mediterranean basin. *Deep-Sea Res.*, **17**, 77-84.